Р. Рюденберг

ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ РЕЖИМЫ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ И УСТАНОВОК

Rüdenberg

ELEKTRISCHE SCHALTVORGÄNGE

Fünfte neubearbeitete Aufgabe
Herausgegeben von
H.DORSCH, P. JACOTTET
Mit Beitragen von
W. BÖNING, M. ERCHE, W. KOCH,
H. KOPPLIN, D. RUMPEL

SPRINGER-VERLAG
BERLIN · HEIDELBERG · NEW-YORK
1974

Р. Рюденберг

ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ РЕЖИМЫ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ И УСТАНОВОК

Издание третье, сокращенное

Перевод с немецкого
И. З. Богуславского и Б. А. Цветкова
под редакцией К. С. Демирчяна



ЛЕНИНГРАД
"ЭНЕРГИЯ"
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1981

ББК 31.27
Р 97
УДК 621.313/316

Авторский коллектив: *Р. Рюденберг, В. Бёнинг, М. Эрхе, В. Кох, Х. Коплин, Д. Румпель*

РЕЙНГОЛЬД РЮДЕНБЕРГ

ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ РЕЖИМЫ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ И УСТАНОВОК

Редактор *Ю. В. Долгополова*
Художественный редактор *Д. Р. Стеванович*
Технический редактор *Р. К. Чистякова*
Корректор *В. В. Румянцев*
Переплет художника *Г. В. Смирнова*

ИБ № 2076

Сдано в набор 31.07.80. Подписано в печать 23.12.80. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага типографская № 1. Гарнитура литературная. Усл. печ. л. 36. Уч.-изд. л. 37,7. Тираж 7000 экз. Заказ № 1611. Цена 3 р.

Ленинградское отделение издательства «Энергия». 191041, Ленинград, Д-41, Марсово поле, 1.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 191126. Ленинград. Социалистическая ул., 14.

Рюденберг Р.

Р97 Эксплуатационные режимы электроэнергетических систем и установок: Пер. с нем./Под ред. К. С. Демирчяна — 3-е изд., перераб. — Л.: Энергия. Ленингр. отд-ние, 1980.— 578 с., ил.

В пер.: 3 р.

В книге известного ученого-электрика обобщен большой практический опыт проектирования и эксплуатации современных электрических машин, аппаратов, электроэнергетических установок. Дан анализ физических процессов и рассмотрены специальные вопросы, связанные с режимами работы синхронных машин, использованием полупроводников в цепях ряда устройств, учетом высших гармонических и их влияния на рабочие характеристики, влияния насыщения и др. Последнее, второе, русское издание книги было в 1955 г.

Книга предназначена для научных работников, инженеров-энергетиков, для студентов и аспирантов.

Р $\frac{30307-101}{051(01)-81}$ 64—80. 2302030000

ББК 31.27
6П2.11

ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Все многообразие электромагнитных явлений, которые имеют место в электроэнергетических системах при их функционировании в нормальных режимах и в аварийных ситуациях, может быть исследовано лишь с применением всего арсенала теоретической электротехники и вычислительной техники. Разумеется, в рамках одной книги задача такой сложности решена быть не может. Поэтому в книге поставлена и решена более скромная задача — изложить в ясной, доходчивой форме картину физических явлений, имеющих место при переходных процессах в электрических цепях, преимущественно связанных тем или иным образом с электроэнергетическими системами.

Именно такая целевая ориентация, несмотря на наличие исключительно большого числа и монографий, и публикаций в периодической литературе, делает книгу Р. Рюденберга одной из лучших. Многие вопросы, затронутые в настоящей книге, каждый в отдельности в более развернутой и глубокой форме, изложены в советской научной и учебной литературе. Так, например, вопросы, касающиеся общих проблем теоретической электротехники, изложены в трудах академика Л. Р. Неймана, профессоров К. М. Поливанова, А. В. Нетушила, С. В. Страхова, В. Ю. Ломоносова, Л. А. Мееровича, Г. Р. Рахимова, Ю. Г. Толстова и др. Вопросы, связанные с процессами в электрических машинах и системах, и методы расчета этих процессов изложены в трудах академиков М. П. Костенко, И. А. Глебова, А. Г. Иосифьяна, А. И. Вольдека, профессоров А. И. Важнова, В. А. Веникова, Р. А. Лютера, Л. Г. Мамиконянца, А. А. Янко-

Триницкого и др. Интересны работы по исследованию перенапряжений, расчету влияния линий электропередач на линии связи и физических процессов в линиях передач академика В. И. Попкова, членов-корреспондентов АН СССР М. В. Костенко и Н. Н. Тиходеева, профессоров В. И. Левитова, Г. С. Кучинского, М. П. Фотина. А. В. Поссе и др.

В трудах перечисленных выше ученых и их учеников любознательный читатель найдет ответы на многие вопросы, которые естественно возникнут при чтении настоящей книги. Преследуя цель максимальной доходчивости интерпретаций физической сущности рассматриваемых явлений, автор книги и редакторы пятого немецкого издания естественно не охватывают многих современных методов и воззрений. В этом отношении затронутые в книге вопросы можно рассматривать как введение в более частные разделы, связанные с более строгим и полным учетом всех факторов. Однако, по нашему мнению, эта некоторая «поверхностность» изложения целиком окупается широтой постановки задачи и стремлением указать взаимосвязь между отдельными явлениями.

Настоящее, фактически третье русское издание книги Р. Рюденберга переведено с пятого, существенно переработанного и дополненного немецкого. Главы 1, 2, 5—9, 10 (§ 1), 11 и 12 переведены И. З. Богуславским; главы 3, 4, 10 (§ 2), 13—31, а также предисловие к немецкому изданию и приложение переведены Б. А. Цветковым.

В новом издании существенно дополнены разделы, касающиеся преобразования координат для анализа переходных процессов в электрических машинах и системах. Более систематично и на современном уровне изложены основы расчета переходных процессов в цепях с дугой, более детально изложены отдельные вопросы, связанные с перенапряжениями в системах. В свете современных возможностей расчетчиков неоправданно много внимания уделено графо-аналитическим методам расчета. Однако, поскольку эти методы могут быть легко алгоритмизированы, этот недостаток не столь велик, так как их можно рассматривать и как наглядное пособие по составлению этих алгоритмов.

В силу необходимости сократить объем книги в данное из-

дание внесены не все главы оригинала. При отборе материала мы руководствовались принципом исключения тех глав, которые претерпели наименьшее изменение в пятом немецком издании. Мы сочли возможным исключить и главы, в которых рассматриваются переходные процессы в простейших цепях. Исключены также главы, где излагаются вопросы учета влияния земли. Уровень рассмотрения этих проблем невысок, кроме того этот материал целиком имеется в предыдущих русских изданиях и при необходимости можно им воспользоваться. Перевод выполнен с сокращениями.

При переводе были уточнены некоторые термины и понятия, необходимые для советского читателя.

Отзывы о книге просьба посылать по адресу: 191041, Ленинград, Д-41, Марсово поле, д. 1, Ленинградское отделение издательства «Энергия».

К. Демирчян

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЯТОМУ НЕМЕЦКОМУ ИЗДАНИЮ

Теория электрических переходных режимов стала за время, истекшее после выхода в свет первого издания этой книги в 1932 г., фундаментальной основой современной электроэнергетики. Однако и в настоящее время изучению переходных явлений в электрических установках, сетях и системах придается первостепенное значение с точки зрения их исследования, разработки, проектирования и эксплуатации. Поэтому вполне оправданным явился тот факт, что издательство решило спустя 50 лет после появления первого издания и спустя 20 лет после выхода в свет четвертого издания книги осуществить ее новое, пятое издание.

Профессор, почетный доктор-инженер Р. Рюденберг, автор первых четырех изданий этой книги, признанной одним из основополагающих трудов в области электротехники, получил широкую известность не в последнюю очередь благодаря исключительно ясному изложению физических явлений, имеющих место при переходных режимах. Поэтому оба научных редактора с благодарностью приняли предложение о подготовке нового, переработанного и дополненного издания этого труда, сделанное им как бывшим сотрудникам их умершего в 1961 г. в США учителя с согласия его вдовы, госпожи Л. Рюденберг. В качестве других сотрудников удалось привлечь ряд специалистов, которые ведут или вели ранее исследовательскую и проектно-конструкторскую работу в областях, рассматриваемых в книге. Научным редакторам пришлось осуществить также нелегкую задачу координации отдельных материалов, подготовленных этими сотрудниками.

Наиболее важные, в частности посвященные физическим основам, разделы четвертого издания включены в пятое издание по существу в мало измененном виде, однако с сокращениями в отдельных местах и, там где это было целесообразно, с некоторыми дополнениями.

В то же время прогресс науки и техники за истекший период, разработка современных методов анализа неустановившихся процессов, а также несимметричных и аварийных режимов в сетях трехфазного тока и обработка результатов на электронных цифровых вычислительных машинах сделали необходимыми полную переработку и добавление ряда разделов и глав. Сюда относятся, например, материалы главы 2 о системах составляющих, главы 4 о восстанавливающемся напряжении после отключения тока короткого замыкания, главы 15 о колебаниях регуляторов при параллельной работе и главы 18 о заземлении нейтрали сетей трехфазного тока. Кроме того, основанный на теории двух реакций анализ процессов в синхронных машинах потребовал включения нового раздела, II. Значительный прогресс в области низковольтных и высоковольтных электрических аппаратов, достигнутый за истекшие 20 лет, получил свое отражение в написанном полностью заново разделе VII, посвященном вопросам прерывания электрической дуги. Раздел содержит подробное описание происходящих при этом процессов с учетом различных, принятых в современном аппаратостроении принципов гашения дуги.

Применявшиеся еще частично в четвертом издании, основанные на традиционной системе величин (длина, масса, время) единицы метр, килограмм, секунда (система МКС) и сантиметр, грамм, секунда (система СГС) были переведены в Международную систему единиц (СИ) с базисными единицами метр, килограмм, секунда, ампер, кельвин, моль, кандела, а также с конкретно выведенными из них дополнительными единицами. Разумеется, система единиц СИ, введенная в действие в ФРГ законом от 5 июля 1970 г., применялась также и во вновь включенных разделах.

Редакторы стремились также во всех случаях, где это было возможно, соблюдать в тексте нормы, разработанные Подкомитетом единиц измерения и символов формул (АЕФ) Комитета нормализации ФРГ (ДНА). В частности, это относится к знакам (символам) входящих в формулы величин, к индексам и к форме написания физических уравнений. При этом почти сплошь применялись рекомендованные АЕФ, независимые от выбора единиц аналитические уравнения и лишь в редких случаях — особо выделенные числовые уравнения. В отдельных случаях не удалось учесть новейшие рекомендации АЕФ в отношении некоторых символов формул, так как в период работы над книгой эти рекомендации еще отсутствовали. Просим учесть это обстоятельство при чтении книги.

В отношении математических дисциплин предполагается знание основ исчисления бесконечно малых, матричного исчисления, векторного анализа, обычных дифференциальных уравне-

ний и простых дифференциальных уравнений в частных производных, а также элементарных и некоторых иных функций, например цилиндрических. Следуя принципам автора первых четырех изданий, мы также избегали пользования сложными методами прикладной математики и стремились дать наглядное представление о физических процессах. Многочисленные включенные в текст численные примеры и рисунки должны способствовать практическому применению результатов расчетов.

Перечень литературы содержит наиболее важные книжные публикации, а также основные, отнесенные к каждой главе статьи, опубликованные в немецкой и зарубежной периодике вплоть до 1973 г.

В приложении перечислены символы и обозначения, наиболее часто употребляемые в формулах. Ввиду ограниченного числа букв алфавита нередко приходилось применять одни и те же символы для обозначения различных физических величин. Однако ввиду того, что такие символы приходятся на разные области анализа и во взаимосвязь не входят, опасность того, что они могут быть перепутаны, очень незначительна.

Научные редакторы искренне благодарят всех сотрудников по подготовке книги за тщательную работу над рукописями своих разделов и за терпение, проявленное при согласовании отдельных материалов, которое нередко оказывалось весьма сложным.

В заключение выражаем особую благодарность издательству «Шпрингер-Ферлаг» за понимание, с которым оно отнеслось к пожеланиям редакторов в отношении осуществления сложного набора математического аппарата книги, и за ее традиционно превосходное оформление.

Г. Дорш, П. Жакотте

РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ
МАГНИТОСВЯЗАННЫЕ ЦЕПИ

ГЛАВА ПЕРВАЯ
СВОБОДНЫЕ ВРАЩАЮЩИЕСЯ ПОЛЯ В МНОГОФАЗНЫХ МАШИНАХ

Многолетний опыт эксплуатации мощных синхронных и асинхронных машин показал, что в неустановившихся режимах в обмотках возникают токи, которые значительно превосходят номинальный. Эти токи могут достигать двадцатикратных значений в зависимости от типа машины, ее конструкции, а также характера режима. Они вызывают большие механические напряжения в обмотках и элементах конструкции.

1. Потокосцепления контуров статора и ротора

В обычных мощных синхронных генераторах и двигателях результирующее магнитное поле в зазоре создается путем наложения поля обмотки возбуждения и вращающегося поля многофазной обмотки статора; обмотка возбуждения в машинах этого типа расположена обычно на роторе, ее поле вращается относительно статора. В мощных асинхронных двигателях результирующее поле в зазоре создается двумя многофазными обмотками, из которых одна неподвижна, а другая вращается. Таким образом, в синхронных и асинхронных машинах имеются вращающиеся относительно друг друга обмотки, которые образуют связывающее их результирующее магнитное поле. Предположим, что обмотки машин как на статоре, так и на роторе симметричны и многофазны. Это упрощает вывод расчетных выражений. Вместе с тем, к машине такого типа можно в первом приближении свести большинство случаев, встречающихся на практике.

Для аналитического исследования запишем уравнения ЭДС обмоток статора и ротора многофазной машины.

При этом следует учесть, что в результате вращения ротора магнитосвязь между различными фазами обмоток статора и ротора все время меняется. Это усложняет вычисления, так как

в уравнениях ЭДС взаимная индуктивность является переменной величиной. Однако мы можем описать электромагнитные процессы иначе, используя следующий искусственный прием: будем рассматривать системы токов статора и ротора, которые индуктивно взаимосвязаны, движущимися относительно обмоток со скоростью, которая нам пока еще неизвестна, и затухающими во времени; таким образом, мы не относим токи к каким-либо определенным обмоткам фаз статора и ротора, меняющим свое взаимное расположение.

На рис. 1 для двухполюсной машины представлены схематически системы токов статора и ротора, которые образуют ре-

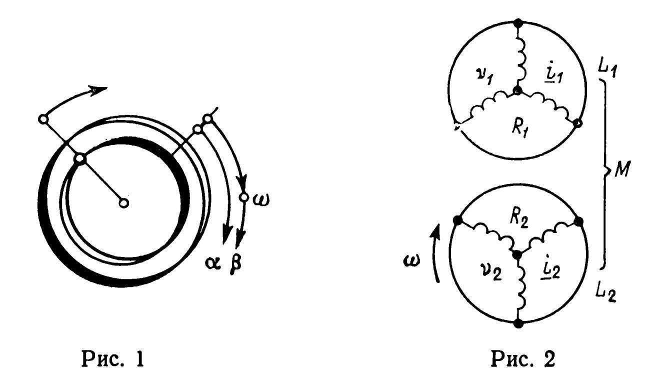


Рис. 1 Рис. 2

зультирующее поле в зазоре. Обе системы токов вращаются в расточке статора многофазной машины, причем они определенным образом распределены по периферии якоря. С достаточным приближением это распределение можно считать синусоидальным. Как и для любых двух контуров с трансформаторной связью, положительные токи в статорной обмотке расположены против отрицательных токов в роторной обмотке, а отрицательные токи в статорной обмотке — против положительных в роторной. Угловую частоту вращения системы токов статора относительно неподвижной обмотки статора, т. е. абсолютную угловую частоту, обозначим через α, а угловую частоту вращения ротора — через ω. Тогда угловая частота вращения систем токов относительно ротора равна

$$\beta = \alpha - \omega. \tag{1}$$

Все три угловые частоты, входящие в уравнение (1), будем измерять в электрических радианах в секунду, чтобы не вводить в расчетные выражения число пар полюсов.

Для того чтобы получить выражения для расчета токов в обеих обмотках при неустановившихся режимах, будем счи-

тать, что обмотки через определенные сопротивления замкнуты накоротко (рис. 2). Тогда уравнения ЭДС для обмоток статора и ротора примут вид

$$L_1 \frac{d\underline{i}_1}{dt} + R_1\underline{i}_1 + M \frac{d\underline{i}_2}{dt'} = 0;$$
$$L_2 \frac{d\underline{i}_2}{dt} + R_2\underline{i}_2 + M \frac{d\underline{i}_1}{dt'} = 0. \qquad (2)$$

Первое уравнение относится к неподвижной обмотке статора, а второе — к вращающейся обмотке ротора. Здесь $\underline{i}_1$ — комплексное мгновенное значение тока в данной точке обмотки по периферии статора; $\underline{i}_2$ — то же для ротора; R_1, R_2 — активные сопротивления; L_1, L_2 — собственные индуктивности; M — взаимная индуктивность (индекс 1 относится к статору, 2 — к ротору).

В каждом из двух контуров собственное время обозначено через t, а время, отсчитываемое в одном контуре относительно другого,— через t'. Дифференцирование по времени ведется с учетом того, что частота токов в статоре и роторе может быть неодинаковой. Подробнее этот вопрос изложен ниже.

Обмотки статора и ротора, соответствующие системе уравнений (2), представлены схематически на рис. 2.

Рассмотрим, можно ли найти решение системы уравнений (2), если выражения для $\underline{i}_1$ и $\underline{i}_2$ представить в виде

$$\underline{i}_1 = \underline{\hat{I}}_1 e^{j(\underline{\alpha} t + \varphi)};$$
$$\underline{i}_2 = \underline{\hat{I}}_2 e^{j(\underline{\beta} t + \psi)}. \qquad (3)$$

Здесь $\underline{\alpha}$ и $\underline{\beta}$ — комплексные круговые частоты соответственно для систем статора и ротора; φ — произвольный пространственный фазовый угол для системы статора, ψ — для ротора. Отметим, что взаимосвязь круговых частот $\underline{\alpha}$ и $\underline{\beta}$ определяется соотношением (1). Угол φ может быть принят для системы токов статора равным нулю, угол ψ для наблюдателя, неподвижного относительно ротора, можно также принять равным нулю. Однако для наблюдателя, расположенного неподвижно в пространстве, следует учесть угол поворота ротора относительно статора; в этом случае угол $\psi = \omega t$. Выражения (3) соответствуют синусоидальному распределению токов во времени и пространстве и, следовательно, представляют собою систему многофазных вращающихся токов, распределенных в пространстве.

Для производных от токов по времени, которые определяют ЭДС самоиндукции обмоток, мы получаем из уравнений (3):

$$\frac{d\underline{i}_1}{dt} = j\underline{\alpha}\,\underline{i}_1, \qquad \frac{d\underline{i}_2}{dt} = j\underline{\beta}\,\underline{i}_2. \tag{4}$$

Однако при вычислении производных, которые определяют ЭДС взаимной индукции, необходимо отметить следующее.

Рассмотрим сначала ЭДС взаимоиндукции Mdi_2/dt'. Хотя производная di_2/dt' и характеризует процесс изменения во времени системы токов ротора, но при этом необходимо учесть, что эта система должна быть рассмотрена относительно наблюдателя, расположенного неподвижно в пространстве, т. е. относительно статора. Поэтому следует еще учесть угловую частоту вращения ротора относительно статора.

Для этого запишем по правилам для полной производной:

$$\frac{d\underline{i}_2}{dt'} = \frac{\partial \underline{i}_2}{\partial t} + \frac{\partial \underline{i}_2}{\partial \psi} \cdot \frac{d\psi}{dt} = j\underline{\beta}\,\underline{i}_2 + j\omega\underline{i}_2 = j\underline{\alpha}\,\underline{i}_2. \tag{5}$$

Производная $d\psi/dt$ равна угловой частоте вращения ω ротора. В выражении (5) мы учли также соотношение (1).

Рассмотрим теперь ЭДС взаимоиндукции $M\,di_1/dt'$. В этом случае также необходимо учесть угловую частоту вращения ротора ω. Относительно наблюдателя, расположенного неподвижно на роторе, статор вращается с угловой частотой ω в отрицательном направлении. По правилам для полной производной имеем:

$$\frac{d\underline{i}_1}{dt'} = \frac{\partial \underline{i}_1}{\partial t} + \frac{\partial \underline{i}_1}{\partial \varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = j\underline{\alpha}\,\underline{i}_1 - j\omega\underline{i}_1 = j\underline{\beta}\,\underline{i}_1. \tag{6}$$

Таким образом, индуктивное воздействие системы токов ротора на обмотку статора можно воспринимать так, как будто оно происходит с круговой частотой $\underline{\alpha}$ и наоборот, система токов статора воздействует на ротор с круговой частотой $\underline{\beta}$; при наличии вращающихся полей это правило очевидно. Влияние вращения ротора учтено, следовательно, полностью и достаточно точно наиболее простым способом, без применения для этого непрерывно изменяющихся во времени взаимных индуктивностей между обмотками статора и ротора.

Подставим полученные выражения для производных (5) и (6) в уравнения системы (2). Тогда для комплексных амплитуд и частот свободных токов получим

$$\begin{aligned} &j\underline{\alpha}L_1\underline{\hat{I}}_1 + R\underline{\hat{I}}_1 + j\underline{\alpha}M\underline{\hat{I}}_2 = 0;\\ &j\underline{\beta}L_2\underline{\hat{I}}_2 + R_2\underline{\hat{I}}_2 + j\underline{\beta}M\underline{\hat{I}}_1 = 0. \end{aligned} \tag{7}$$

Определим характер изменения неустановившихся токов во времени. Найдем сначала их частоту. Отношение амплитуд токов из системы (7)

$$\frac{\hat{\underline{I}}_1}{\hat{\underline{I}}_2}=\frac{-j\underline{\alpha}M}{R_1+j\underline{\alpha}L_1}=\frac{R_2+j\underline{\beta}L_2}{-j\underline{\beta}M}. \tag{8}$$

Из этого выражения получаем

$$\underline{\alpha}\,\underline{\beta}\,(L_1L_2-M^2)=R_1R_2+j(\underline{\alpha}L_1R_2+\underline{\beta}L_2R_1). \tag{9}$$

Введем следующее обозначение:

$$\frac{L_1L_2-M^2}{L_1L_2}=1-\frac{M^2}{L_1L_2}=\sigma. \tag{10}$$

Величину σ назовем общим коэффициентом рассеяния машины. Обозначим также

$$\frac{R_1}{\sigma L_1}=\rho', \qquad \frac{R_2}{\sigma L_2}=\rho''. \tag{11}$$

Отметим, что величины ρ' и ρ'' обратно пропорциональны постоянным времени затухания полей рассеяния соответствующих обмоток.

С учетом этих обозначений уравнение (9) упрощается и принимает вид

$$\underline{\alpha}\,\underline{\beta}-j\,(\underline{\alpha}\rho''+\underline{\beta}\rho')=\rho'\rho''\sigma. \tag{12}$$

Из системы уравнений (1) и (12) необходимо определить $\underline{\alpha}$ и $\underline{\beta}$. Для симметричных обмоток асинхронных машин с достаточным приближением можно принять, что $\rho'=\rho''=\rho$. Для такой машины, которую мы назовем симметричной, уравнение (12) записывается так:

$$\underline{\alpha}\,\underline{\beta}-j\rho\,(\underline{\alpha}+\underline{\beta})=\sigma\rho^2. \tag{13}$$

Учитывая выражение (1), получаем уравнение для вычисления $\underline{\alpha}$:

$$\underline{\alpha}^2-\underline{\alpha}\,(\omega+2j\rho)=\sigma\rho^2-j\omega\rho. \tag{14}$$

Решение этого квадратного уравнения таково:

$$\underline{\alpha}=\frac{\omega}{2}+j\rho\pm\sqrt{\left(\frac{\omega}{2}+j\rho\right)^2+\sigma\rho^2-j\omega\rho}. \tag{15}$$

Мнимые члены под знаком корня взаимно уничтожаются. В результате получаем

$$\underline{\alpha}=j\rho+\omega\left[\frac{1}{2}\pm\sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2-\left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2(1-\sigma)}\,\right]. \tag{16}$$

Используя выражение (1) для угловой частоты относительно ротора, последнее выражение запишем в виде

$$\underline{\beta}=j\rho+\omega\left[-\frac{1}{2}\pm\sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2-\left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2(1-\sigma)}\right]. \quad (17)$$

Из решения уравнения (14) мы получили, что угловые частоты $\underline{\alpha}$ и $\underline{\beta}$ систем свободных токов статора и ротора являются комплексными величинами. Если активное сопротивление обмоток и, следовательно, ρ, невелико, то дискриминант в уравнениях (16) и (17) положителен, а корни — вещественные числа.

Обозначим в уравнениях (16) и (17) вторые слагаемые, каждое из которых имеет два значения, следующим образом:

для статора

$$\nu_1=\omega\left[\frac{1}{2}\pm\sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2-\left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2(1-\sigma)}\right]=\begin{cases}\nu_1'';\\ \nu_1';\end{cases} \quad (18)$$

для ротора

$$\nu_2=\omega\left[-\frac{1}{2}\pm\sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2-\left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2(1-\sigma)}=\begin{cases}\nu_2'';\\ \nu_2'.\end{cases} \quad (19)$$

Подставим в уравнения (3) полученные выражения для $\underline{\alpha}$ и $\underline{\beta}$ из уравнений (16) — (19) и опустим произвольные фазные углы. В результате получим:

$$\begin{aligned}\underline{i}_1&=\underline{\hat{I}}_1e^{-\rho t}e^{j\nu_1 t},\\ \underline{i}_2&=\underline{\hat{I}}_2e^{-\rho t}e^{j\nu_2 t}.\end{aligned} \quad (20)$$

Таким образом, свободные системы токов симметричной многофазной машины затухают во времени по экспоненциальному закону с коэффициентом затухания ρ. Этот коэффициент затухания мы приняли одинаковым для статора и ротора; он вычисляется согласно (11). Каждой обмотке соответствуют две системы свободных токов, которые вращаются с различными скоростями; токи имеют круговые частоты ν' и ν'', вычисляемые для токов статора по уравнению (18), а ротора — (19). При этом в соответствии с уравнением (18) сумма круговых частот тока статора равна угловой частоте ω вращения ротора; в соответствии с (19) сумма круговых частот тока ротора также равна угловой частоте вращения ротора, но взятой со знаком минус, т. е. —ω. Эта частота вращения, как отмечалось, соответствует частоте вращения статора относительно наблюдателя, располо-

женного на роторе. Обычно одна из круговых частот рассматриваемой системы токов значительно больше второй. Из уравнений (16) — (19) следует, что бо̀льшая частота ν'_2 системы токов ротора получается при малой частоте ν'_1 системы токов статора, а малая частота ротора ν''_2 — при большей частоте ν''_1 статора, причем соответствующие системы токов статора и ротора, отмеченные одинаковым числом штрихов (одним либо двумя) связаны друг с другом и вращаются с одинаковой абсолютной скоростью.

На рис. 3 приведена зависимость круговой частоты от коэффициента рассеяния $\sigma = 10\%$.

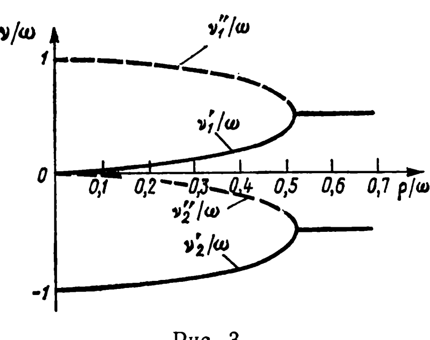


Рис. 3

При увеличении сопротивления значения круговых частот ν' и ν'' приближаются друг к другу, причем обе достигают одного и того же значения $\omega/2$. В этом случае имеют место только два вращающихся поля равной частоты, отличающиеся коэффициентами затухания.

При малых активных сопротивлениях и, соответственно, малых коэффициентах ρ мы получаем из уравнения (18) с некоторым приближением для статора

$$\frac{\nu'_1}{\omega} = \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1-\sigma); \qquad \frac{\nu''_1}{\omega} = 1 - \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1-\sigma). \tag{21}$$

Соответственно из уравнения (19) для ротора

$$\frac{\nu'_2}{\omega} = -1 + \left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1-\sigma); \qquad \frac{\nu''_2}{\omega} = -\left(\frac{\rho}{\omega}\right)^2 (1-\sigma). \tag{22}$$

Системам токов, имеющим круговые частоты ν'_1 и ν''_2, соответствуют вращающиеся поля Φ' и Φ''. Как показывают уравнения (21) и (22), поток Φ' и соответствующая ему система токов вращаются в пространстве относительно неподвижного наблюдателя с весьма малой скоростью, определяемой коэффициентом ρ, т. е. практически малыми активными сопротивлениями обмоток. Этот поток, практически неподвижный относительно статора, пересекается ротором со скоростью, близкой к скорости ротора. Второй вращающийся поток Φ'', медленно перемещаясь относительно ротора, с большой скоростью пересекает обмотку статора.

2. Обмотки статора и ротора с различными коэффициентами затухания

Для обмоток статора и ротора с различными коэффициентами ρ' и ρ'', определяемыми согласно выражениям (11), решение уравнения (12) сложнее, чем при $\rho'=\rho''=\rho$.

Подставим в уравнение (12) значение β из (1). Получим следующее уравнение с комплексными коэффициентами:

$$\underline{\alpha}^2-\left[\underline{\alpha}\omega+j(\rho'+\rho'')\right]=\sigma\rho'\rho''-j\omega\rho'. \tag{23}$$

Следует отметить, что во всех практических случаях, особенно при коротких замыканиях на достаточном удалении от генератора, отношение активного сопротивления к реактивному сопротивлению рассеяния для обмотки статора больше, чем для ротора. Для обмотки ротора это отношение обычно очень мало, причем обычно коэффициент ρ'' меньше ω.

После этих предварительных замечаний найдем корни уравнения (23)

$$\underline{\alpha}=\frac{\omega+j(\rho'+\rho'')}{2}\pm\sqrt{\frac{[\omega+j(\rho'+\rho'')]^2}{4}+\rho'(\sigma\rho''-j\omega)}. \tag{24}$$

После дополнительной перегруппировки мнимых слагаемых подкоренного выражения равенство (24) принимает вид

$$\underline{\alpha}=\frac{\omega+j(\rho'+\rho'')}{2}\pm\sqrt{\frac{[\omega-j(\rho'+\rho'')]^2}{4}+\rho''(\sigma\rho'+j\omega)}. \tag{25}$$

С учетом приведенных замечаний второй член под корнем меньше первого. Разложим корень в степенной ряд. Пренебрегая членами высокого порядка малости, получаем для малых ρ'':

$$\underline{\alpha}=\frac{\omega+j(\rho'+\rho'')}{2}\pm\frac{\omega-j(\rho'+\sigma'')}{2}\pm\frac{\rho''(\sigma\rho'+j\omega)}{\omega-j(\rho'+\rho'')}. \tag{26}$$

В последнем слагаемом этого выражения освободимся от мнимости в знаменателе. Учитывая, что ρ'' значительно меньше ω, имеем

$$\frac{\rho''(\sigma\rho+j\omega)}{\omega-j(\rho'+\rho'')}=\frac{-\omega\rho'\rho''(1-\sigma)+j\rho''(\omega^2+\sigma\rho'^2)}{\omega^2+\rho'^2}. \tag{27}$$

Сгруппируем вещественные и мнимые слагаемые правой части (26). Для малых сопротивлений обмотки ротора находим решение уравнения (23) с комплексными коэффициентами, принимая во внимание знаки при корне в выражении (25):

$$\begin{aligned}\underline{\alpha}'&=\frac{\rho'\rho''}{\omega}(1-\sigma)+j\left[\rho'-\rho''\sigma\left(\frac{\rho'}{\omega}\right)^2\right];\\ \underline{\alpha}''&=\omega-\omega\frac{\rho'}{\omega}\cdot\frac{\rho''}{\omega}(1-\sigma)+j\rho''\left[1+\sigma\left(\frac{\rho'}{\omega}\right)^2\right].\end{aligned} \tag{28}$$

Как и в § 1, мы вновь получили выражение для угловой частоты в виде комплексного числа

$$\underline{\alpha} = \nu + j\rho, \tag{29}$$

причем как для круговой частоты ν, так и для коэффициента затухания ρ мы получили два значения. Круговая частота для ротора в соответствии с уравнением (1) отличается от частоты статора на угловую частоту ω.

Значения круговых частот для статора в соответствии с вещественной частью уравнений (28) определяются так:

$$\begin{aligned} \frac{\nu_1'}{\omega} &= \frac{\rho'}{\omega} \cdot \frac{\rho''}{\omega}(1-\sigma) \approx 0; \\ \frac{\nu_1''}{\omega} &= 1 - \frac{\rho'}{\omega} \cdot \frac{\rho''}{\omega}(1-\sigma) \approx 1. \end{aligned} \tag{30}$$

Сумма обеих круговых частот равна ω.

Значения коэффициентов затухания в соответствии с мнимой частью уравнений (28) определяются так:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_1}{\omega} &= \frac{\rho'}{\omega} - \frac{\rho''}{\omega}\sigma\left(\frac{\rho'}{\omega}\right)^2 \approx \frac{\rho'}{\omega}; \\ \frac{\rho_2}{\omega} &= \frac{\rho''}{\omega}\left[1 + \sigma\left(\frac{\rho'}{\omega}\right)^2\right] \approx \frac{\rho''}{\omega}. \end{aligned} \tag{31}$$

Их сумма равна $\rho' + \rho''$.

Из выражений (30) для круговых частот следует, что и при больших активных сопротивлениях в цепи статора системы свободных токов перемещаются с малым скольжением относительно статорной или соответственно роторной обмотки.

При малом активном сопротивлении обмотки статора, когда $\rho' \approx \rho''$, уравнения (30) и (21) тождественны. С ростом активного сопротивления обмотки статора частота скольжения сначала возрастает, достигает максимального значения при $\rho' = \omega$, когда активное сопротивление равно реактивному сопротивлению рассеяния, а затем снижается. Однако само по себе максимальное значение невелико из-за малого коэффициента ρ''. При пренебрежении коэффициентом рассеяния σ этот максимум соответствует половине величины ρ''/ω, т. е. отношения активного сопротивления обмотки ротора к ее реактивному сопротивлению рассеяния. Поскольку круговая частота мала, то эти токи часто рассматриваются как постоянные.

Затухание обеих систем токов при неодинаковых активных сопротивлениях обмоток ротора и статора неодинаково. Например, при внезапном коротком замыкании на зажимах машины активное сопротивление обмотки статора мало, так что вторыми

слагаемыми в уравнениях (31) можно пренебречь. При этой системе токов статора, практически неподвижной относительно обмотки статора (вследствие малой круговой частоты, вычисляемой из уравнения (30), соответствует ток, который можно рассматривать с некоторым приближением как постоянный; коэффициент затухания для этой системы равен ρ'. Система переменных токов, вращающаяся вместе с ротором, характеризуется коэффициентом затухания ρ''. При большом активном сопротивлении обмотки статора эти коэффициенты определяются параметрами обеих обмоток в соответствии с уравнением (11) и существенно отличаются от значений, вычисляемых для каждой из обмоток.

Свободные вращающиеся поля имеют место во всех машинах переменного тока в эксплуатации и связаны с изменением режима, например, при включениях, отключениях или изменениях нагрузки. Одно из полей перемещается с малой скоростью относительно статора, а другое — относительно ротора, причем эти скорости и коэффициенты затухания зависят в значительной мере от отношения активного сопротивления к индуктивности рассеяния обмоток.

Так как в машинах переменного тока большой мощности активное сопротивление обычно мало, а индуктивность рассеяния весьма значительна, то токи в неустановившихся режимах затухают медленно, причем они могут оказывать влияние на процессы в машине и сети в течение многих секунд. Следует отметить, что как в обмотке статора, так и в обмотке ротора имеют место две составляющие переменного тока; частота одной из них мала, а другой — близка к частоте сети. Обе составляющие накладываются друг на друга. Эти токи, а также установившийся ток дают полную картину явления.

Из приведенных выше соотношений (28) следует, что коэффициенты $\underline{\alpha}$ и $\underline{\beta}$, входящие в выражения для токов (3), имеют по два значения. Поэтому выражение для каждого из свободных токов должно содержать также две постоянные. Каждая из этих постоянных является амплитудой соответствующей составляющей тока. Таким образом, выражения для свободных токов в обмотках статора и ротора имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \underline{i}_1 &= \underline{K}_1 e^{j\underline{\alpha}'t} + \underline{K}_2 e^{j\underline{\alpha}''t} = \underline{K}_1 e^{-\rho_1 t} e^{j\nu_1' t} + K_2 e^{-\rho_2 t} e^{j\nu_1'' t}; \\ \underline{i}_2 &= \underline{K}_3 e^{j\underline{\beta}'t} + \underline{K}_4 e^{j\underline{\beta}''t} = \underline{K}_3 e^{-\rho_1 t} e^{j\nu_2' t} + \underline{K}_4 e^{-\rho_2 t} e^{j\nu_2'' t}, \end{aligned} \tag{32}$$

где $\underline{K}_1$, $\underline{K}_2$, $\underline{K}_3$, $\underline{K}_4$ — постоянные интегрирования. Однако эти постоянные не являются независимыми; можно установить соотно-

шения, при помощи которых токи ротора выражаются через токи статора.

В уравнении (8) мы получили два соотношения между токами в обмотках статора и ротора. Отметим, что для систем токов, перемещающихся относительно статора с весьма малой скоростью и имеющих согласно выражению (32) амплитуды K_1 и K_3, круговая частота ν_1', а также $\underline{\alpha}'$ достаточно малы; однако ν_2' и $\underline{\beta}'$ значительны, а именно почти равны угловой частоте ω. Поэтому в соответствии с допущениями, принятыми при выводе расчетных выражений, в уравнении (8) можно пренебречь сопротивлением R_2 по сравнению с $j\beta' L_2$.

С учетом этого соотношение между $\underline{K}_1$ и $\underline{K}_3$ будет

$$\frac{\underline{K}_1}{\underline{K}_3} = \frac{+j\underline{\beta}' L_2}{-j\underline{\beta}' M} = -\frac{L_2}{M}. \tag{33}$$

Аналогично вторые слагаемые в уравнениях (32) соответствуют системам токов, перемещающимся относительно ротора также с весьма малой скоростью; амплитуды систем этих токов равны K_2 и K_4, а круговая частота ν_2''. Так как величина ν_2'' мала, то соответственно и величина β'' мала. Однако круговая частота ν_1'' и соответственно α'' значительны. Поэтому в выражении (8) сопротивлением R_1 по сравнению с $j\alpha'' L_1$ можно пренебречь. Отношение K_2 к K_4 равно

$$\frac{\underline{K}_2}{\underline{K}_4} = \frac{-j\underline{\alpha}'' M}{j\underline{\alpha}'' L_1} = -\frac{M}{L_1}. \tag{34}$$

Это равенство справедливо лишь для умеренных значений сопротивления R_1 в цепи статора, что, однако, практически обычно и имеет место.

Теперь можно установить соответствие между системами токов ротора и токов статора:

$$\underline{i}_1 = \underline{K}_1 e^{j\underline{\alpha}' t} + \underline{K}_2 e^{j\underline{\alpha}'' t} = \underline{K}_1 e^{-\rho_1 t} e^{j\nu_1' t} + \underline{K}_2 e^{-\rho_2 t} e^{j\nu_1'' t}; \tag{35}$$

$$\underline{i}_2 = -\frac{M}{L_2}\underline{K}_1 e^{j\underline{\beta}' t} - \frac{L_1}{M}\underline{K}_2 e^{j\underline{\beta}'' t} = -\frac{M}{L_2}\underline{K}_1 e^{-\rho_1 t} e^{j\nu_2' t} - \frac{L_1}{M}\underline{K}_2 e^{-\rho_2 t} e^{j\nu_2'' t}.$$

Эти выражения для токов статора и ротора содержат лишь две постоянные $\underline{K}_1$ и $\underline{K}_2$, определяемые из начальных условий для каждого конкретного режима.

Рассмотрим пример. Определим численное значение круговых частот и коэффициентов затухания для машины с заданными параметрами. Предположим, что отношение эквивалентного активного сопротивления статорной цепи, в том числе и сопротивления, подключенного к зажимам машины, к реактивному

сопротивлению рассеяния составляет 0,02. Соответственно для ротора это отношение примем равным 0,002. Тогда из уравнения (11) вычисляем

$$\frac{\rho'}{\omega}=\frac{R_1}{\omega\sigma L_1}=\frac{2}{100}; \quad \frac{\rho''}{\omega}=\frac{R_2}{\omega\sigma L_2}=\frac{2}{1000}.$$

Примем далее коэффициент рассеяния $\sigma=10\%$. Тогда частота скольжения полей свободных токов относительно статора или ротора может быть определена согласно одному из выражений (30):

$$\frac{\nu'}{\omega}=\frac{2}{100}\cdot\frac{2}{1000}(1-0,1)=3,6\cdot 10^{-5}.$$

Это значение настолько мало, что соответствующие поля можно рассматривать неподвижными относительно статора (или ротора).

Постоянные времени затухания при промышленной частоте $\omega=314$ с$^{-1}$ согласно (11) будут

$$T'=\frac{1}{\rho'}=\frac{1}{\omega}\cdot\frac{\omega}{\rho'}=\frac{100}{314\cdot 2}=0,16 \text{ с};$$

$$T''=\frac{1}{\rho''}=\frac{1000}{314\cdot 2}=1,6 \text{ с}.$$

Поле, практически неподвижное относительно статора, затухает, следовательно, в течение нескольких периодов, а неподвижное относительно ротора — в течение нескольких секунд. Первому из перечисленных полей соответствует практически постоянный ток в обмотке статора и ток практически рабочей частоты в обмотке ротора. Второму из перечисленных полей соответствует переменный ток той же частоты в обмотке статора и практически постоянный — в обмотке ротора.

Отметим, что постоянные времени затухания многих выполненных машин еще больше, чем полученные в рассмотренном примере.

Для того чтобы рассчитать аналитически процесс изменения во времени магнитных потоков, выразим сначала весь магнитный поток, сцепленный с обмоткой статора, через соответствующий ему намагничивающий ток. Он слагается из токов $\underline{i}_1$ и $\underline{i}_2$, которые вычисляются по выражениям (32). Однако суммирование токов $\underline{i}_1$ и $\underline{i}_2$ должно быть проведено с учетом отношения M/L_1, что следует из первого уравнения (2):

$$\underline{i}_{\mu 1}=\underline{i}_1+\frac{M}{L_1}\underline{i}_2'=\left(\underline{K}_1+\frac{M}{L_1}\underline{K}_3\right)e^{-\rho_2 t}e^{j\nu_2' t}+$$

$$+\left(\underline{K}_2+\frac{M}{L_1}\underline{K}_4\right)e^{-\rho_2 t}e^{j\nu_2'' t}. \quad (36)$$

Ограничим решение задачи случаем, когда активные сопротивления обмоток ротора и статора малы. Тогда при расчете тока можно использовать для $\underline{K}_3$ и $\underline{K}_4$ уравнения (33) и (34); сумму $\underline{K}_2 + \frac{M}{L_1}\underline{K}_4$ можно считать равной нулю.

Используя еще выражение (10) для коэффициента рассеяния, получаем уравнение для расчета тока намагничивания, соответствующего потоку, сцепленному с контуром обмотки статора:

$$\underline{i}_{\mu 1} = \sigma \underline{K}_1 e^{-\rho_1' t} e^{j\nu_1' t}. \tag{37}$$

Аналогично ток намагничивания, соответствующий потоку, сцепленному с контуром обмотки ротора,

$$\underline{i}_{\mu 2} = \underline{i}_2 + \frac{M}{L_2}\underline{i}_1' = \left(\underline{K}_3 + \frac{M}{L_2}\underline{K}_1\right) e^{-\rho_2 t} e^{j\nu_2' t} +$$
$$+ \left(\underline{K}_4 + \frac{M}{L_2}\underline{K}_2\right) e^{-\rho_2 t} e^{j\nu_2'' t}. \tag{38}$$

При малых активных сопротивлениях обмоток получаем с учетом уравнений (33) и (34):

$$\underline{i}_{\mu 2} = \sigma \underline{K}_4 e^{-\rho_2 t} e^{j\nu_2'' t}. \tag{39}$$

Таким образом, с контуром обмотки статора сцеплена только быстрозатухающая составляющая, по своему характеру близкая к постоянной, а с контуром обмотки ротора — медленнозатухающее поле, по своему характеру близкое к вращающемуся с номинальной частотой. Это обстоятельство достаточно ясно показывает физический смысл обеих составляющих потока.

Из уравнений (37) и (39) следует, что токи намагничивания $\underline{i}_\mu$ составляют лишь некоторую долю токов статора $\underline{K}_1$ и ротора $\underline{K}_4$, определяемую коэффициентом рассеяния σ. Согласно общим законам коммутации, магнитные потоки в отличие от токов не могут изменяться скачкообразно. Поэтому целесообразно исходить не из зависимости магнитных потоков от токов, а наоборот — токов от потоков. При внезапном изменении режима многофазной машины имеют место изменения установившегося потока $\Delta\hat{\Phi}$ и тока намагничивания $\Delta\hat{I}_\mu$. Свободные токи, вычисляемые из уравнений (37) и (39), дополняют каждое скачкообразное изменение таким образом, что в результате сохраняется непрерывность потока; поэтому начальные значения амплитуд токов раздельно для статора и ротора записываются в виде

$$\underline{K}_1 = \Delta\hat{I}_{\mu 1}/\sigma, \qquad \underline{K}_4 = \Delta\hat{I}_{\mu 2}/\sigma. \tag{40}$$

В то время как свободные потоки в начальный момент заданы разностью установившихся значений потока до внезапного изменения режима и после окончания неустановившегося процесса, причем поток изменяется по экспоненциальному закону с определенной постоянной времени, начальные значения соответствующих токов в обмотках резко увеличены и зависят от величины, обратной коэффициенту рассеяния. Это приводит к тому, что вращающиеся относительно друг друга обмотки стремятся уничтожить соответствующие поля, причем тем сильнее, чем меньше общий коэффициент рассеяния машины.

ГЛАВА ВТОРАЯ
СИСТЕМЫ СОСТАВЛЯЮЩИХ

1. Общие положения

При исследовании режимов работы электроэнергетических установок используются различные системы составляющих:

Система составляющих	Обозначение
Симметричных (Фортескью)	120
Кларка	$\alpha\beta0$
Парка	$dq0$
Трехфазная	ABC

Использование систем составляющих 120, $\alpha\beta0$ и $dq0$ представляет определенные преимущества при исследовании эксплуатационных и аварийных режимов трехфазных сетей, выполняемом на электродинамических моделях, а также при численных расчетах таких режимов на ЭЦВМ.

При этом стремятся заменить исходную цепь с трансформаторами, взаимными индуктивностями, емкостями и вращающимися машинами эквивалентными источниками напряжения (U), сопротивлениями (R), индуктивностями (L) и емкостями (C); если возможно, взаимные индуктивности (M) не применяют. Однако в общем случае, особенно при использовании трехфазной системы ABC для математического описания процессов, это удается не всегда. Вместе с тем раздельное математическое описание трехфазной цепи в виде независимых однофазных цепей оказывается возможным при использовании других систем составляющих; это приводит к ряду упрощений. В частности, взаимные индуктивности, емкости между элементами фаз трехфазной цепи могут быть выражены в виде эквивалентных индуктивностей или емкостей, соответствующих только каждой фазе. При этом число элементов, ветвей и узлов сокращается.

а. **Трехфазная система (система составляющих *ABC*).** В симметричной трехфазной системе токи в фазах имеют одинаковое значение; то же справедливо и для фазных напряжений. Для описания такой трехфазной системы достаточно вычислить токи и напряжения только для одной фазы. Однако в аварийных режимах, например при однофазном или двухфазном коротком замыкании, имеет место несимметричная нагрузка. Кратковременно она также имеет место, например, при отключении от сети симметричной нагрузки, так как в этом случае выключатели в отдельных фазах одновременно не срабатывают. Для того чтобы исследовать такие процессы, во многих случаях сеть рассматривается как трехфазная.

При использовании трехфазной системы составляющих оказывается необходимым вводить в уравнения и в эквивалентные схемы емкости между фазами. Однако взаимные индуктивности могут быть пересчитаны и представлены в виде индуктивностей, если все электромагнитные устройства в сети работают циклически симметрично, т. е. форма тока (и напряжения) во всех трех фазах одинакова.

Так как в общем случае полное сопротивление прямой и нулевой последовательности у электромагнитных устройств в сети различны, то необходимо помимо трех проводов устанавливать в качестве четвертого провода также и обратный. Если при этом полное сопротивление нулевой последовательности меньше, чем прямой, как, например, это имеет место для трансформатора, то полное сопротивление четвертого провода должно быть принято отрицательным; для физических моделей это осуществить в широком диапазоне частоты затруднительно. Кроме того, отметим, что у линии переменного тока обратные токи в земле образуют с внешними проводами малые контуры и тем самым следуют вдоль линии. Использование системы *ABC* при моделировании сложной разветвленной трехфазной сети требует применения специальных преобразователей (рис. 1). При этом их необходимо установить так, чтобы они были включены во все замкнутые контуры. У мощных сетей это требование приводит к дополнительным трудностям, так что для моделирования оказывается целесообразным использование других систем составляющих. Определенные недостатки системы *ABC* проявляются и при расчетах на аналоговых устройствах, особенно если число элементов велико.

Особые трудности применение системы *ABC* вызывает в случае, если у электрической машины (генератора или двигателя) полное сопротивление прямой и обратной последовательности различно, причем это обстоятельство обязательно должно быть учтено, например, при расчете токов несимметричных коротких замыканий. Решение оказывается возможным, если включить

дополнительное напряжение в систему обратной последовательности, т. е. образовать несимметричную звезду напряжений.

Таким образом, система *ABC* имеет определенные преимущества и недостатки, как и любая другая система составляющих. Хотя она и наглядна, но часто не позволяет дать достаточно точное описание процессов в цепи.

б. **Система симметричных составляющих (система составляющих 120).** Исследование электрических машин с учетом не-

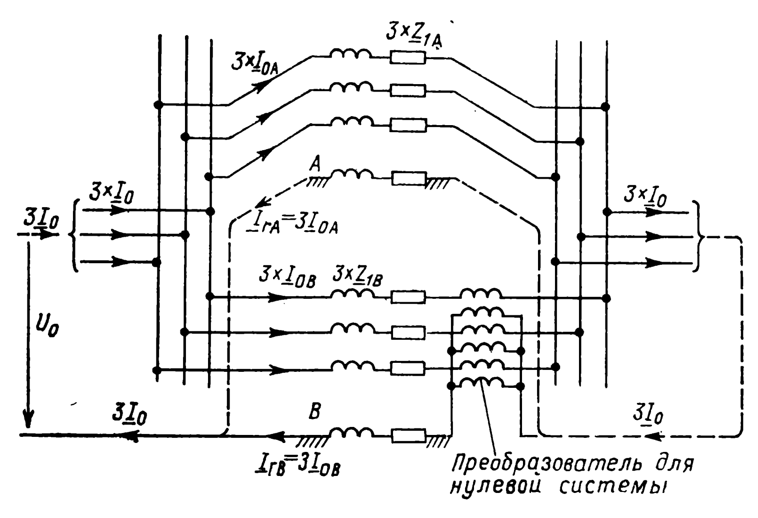


Рис. 1

одинаковых полных сопротивлений прямой и обратной последовательности возможно при использовании системы симметричных составляющих. Эта система предусматривает разложение несимметричной трехфазной системы на три симметричные: прямой последовательности, обратной последовательности и нулевой последовательности, причем эти три системы не являются магнитосвязанными. Недостатком системы симметричных составляющих является наличие комплексных операторов, которые содержатся в уравнениях, используемых при переходе от заданной системы к системам прямой, обратной и нулевой последовательности. При моделировании это требует использования комплексных преобразователей. Такие преобразователи для широкого диапазона частот могут быть выполнены лишь электронными. Поэтому система симметричных составляющих используется преимущественно для исследования установившихся режимов.

в. **Система составляющих αβ0 (система составляющих Кларка).** Эта система особенно удобна для исследования не-

установившихся режимов. В уравнениях для перехода от системы ABC к системе $\alpha\beta 0$ содержатся лишь вещественные и постоянные коэффициенты. Однако использование этой системы для моделирования процессов в электрических машинах возможно лишь в случаях, когда полные сопротивления прямой и обратной последовательности можно принять равными, а также если равны сопротивления по продольной и поперечной осям (см. главу 5). Это предположение может оказаться во многих случаях справедливым для неустановившихся процессов высокой частоты.

г. **Система составляющих $dq0$ (система составляющих Парка).** Эта система наиболее соответствует особенностям конструкции электрических машин. Она позволяет учесть неравенство эквивалентных сопротивлений контуров электрической машины по продольной и поперечной осям. Однако система составляющих достаточно сложна; при переходе от системы ABC к системе $dq0$ требуется выполнить весьма сложные преобразования.

Системы составляющих, указанные на стр. 24, предполагают, что уравнения, которые описывают исследуемые процессы, линейны. Только в этом случае исходную систему можно подразделить на несколько составляющих, которые не являются магнитосвязанными. Однако, если требуется учесть насыщение активной стали, то при использовании, например, системы $dq0$ оказывается необходимым ввести дополнительную индуктивную связь между отдельными составляющими с учетом нелинейной характеристики магнитной цепи машины. Отметим, что некоторые типы устройств с нелинейными характеристиками, например, удобно исследовать с помощью системы ABC*.

д. **Выбор системы составляющих. Переход от одной системы к другой.** Для трехфазной сети, в которой форма кривой тока (и напряжения) во всех фазах одинакова, может быть в общем случае использована система симметричных составляющих или же система $\alpha\beta 0$. Таким образом трехфазная сеть может быть преобразована к нескольким однофазным, максимальное число которых равно трем. Если требуется исследовать несимметричные режимы, например однофазное короткое замыкание или разрыв в фазе, то тогда необходимо использовать прямую, обратную и нулевую системы, причем для электрических машин следует учесть соответствующие полные сопротивления для каждой системы. Если же требуется исследовать неустано-

---

* Введение дополнительной индуктивной связи позволяет лишь приближенно учесть взаимное влияние, так как сама величина этой связи, а также формы кривых исследуемых величин являются сложными функциями интенсивности процессов. *(Прим. редактора перевода.)*

вившиеся процессы, целесообразно применить систему составляющих $\alpha\beta 0$. В случае простейших аварийных режимов, если полные сопротивления прямой и обратной последовательности равны, достаточно, как правило, использовать прямую и нулевую системы либо систему α и нулевую, причем эквивалентные схемы аналогичны.

В аварийных режимах, несимметричных относительно какой-либо фазы, например фазы A, использовать систему симметричных составляющих для моделирования сложнее, чем систему составляющих $\alpha\beta 0$, так как в схему необходимо ввести комплексные преобразователи. Поэтому целесообразно исследовать раздельно аварийный режим в одной фазе (A) и замыкание между двумя фазами (B и C). Однако для многих аварийных или несимметричных режимов, возникающих одновременно, это не всегда возможно.

В периодической литературе приведены схемы замещения для различных аварийных режимов (однофазное короткое замыкание, разрыв в фазе и др.). Эти схемы замещения не могут быть использованы, если аварийные ситуации следуют сразу друг за другом, что часто имеет место на практике. Предположим, например, что нам необходимо исследовать процессы при отключении трехфазного короткого замыкания. Тогда мы имеем последовательность режимов:

трехфазное короткое замыкание в фазах A, B, C;

разрыв в фазе A (дуга в выключателе фазы A разрывается в первую очередь);

разрыв в фазах A и B (дуга в выключателе фазы B разрывается во вторую очередь);

разрыв в фазах A, B, C (дуга в выключателе фазы C разрывается в последнюю очередь).

Как правило, на модели нельзя осуществить переключение с одной схемы замещения на другую столь быстро, чтобы получить соответствующий непрерывный процесс с учетом работы выключателей в фазах. Это связано с тем, что неустановившийся процесс, вызванный разрывом дуги в выключателях отдельных фаз, таким путем учесть не удается. Поэтому ниже приведены общие схемы замещения, которые обеспечивают переход от одной системы составляющих к другой вне зависимости от вида аварийного режима. Далее оказывается возможным для одной и той же цепи, состоящей, например, из линии передачи и ряда электрических машин, описать процессы в линии в системе $\alpha\beta 0$, а в машинах — в системе 120; соответственно этому можно выполнить модель такой цепи, подключить на зажимы A, B или C несимметричную нагрузку, а также измерить на модели напряжения между точками A, B, C и нулевой точкой (нейтралью) либо измерить токи в фазах.

2. Соотношения для перехода от одной системы составляющих к другой

а. **Схема перехода.** Как отмечалось выше, одна и та же цепь может быть описана частично в системе αβ0, а частично — в системе 120 либо *dq*0. Однако почти всегда при выполнении модели в той или иной системе составляющих необходимо зажимы *A*, *B*, *C* и нулевой сделать доступными, чтобы можно было измерить определенные величины или же воспроизвести аварийные режимы.

При исследовании процессов должны быть известны общие соотношения для перехода от одной системы составляющих к другой. На рис. 2

Рис. 2

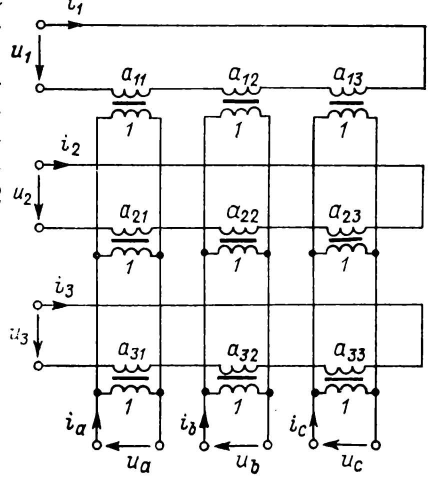


Рис. 3

представлена схема возможных переходов (преобразований). Большими кружками обозначены указанные выше четыре системы составляющих, а символами, которыми на электрических схемах обозначаются трансформаторы,— соотношения для перехода от одной системы к другой и соответствующие им эквивалентные схемы.

б. **Принцип построения системы составляющих.** Каждая система составляющих выполняет преобразование трех заданных величин в три другие, причем при преобразовании необходимо выполнить определенные условия. Предположим, например, что три напряжения u_a, u_b, u_c необходимо преобразовать в напряжение u_1, u_2, u_3. В общем случае можно записать

$$
\begin{aligned}
u_1 &= a_{11}u_a + a_{12}u_b + a_{13}u_c;\\
u_2 &= a_{21}u_a + a_{22}u_b + a_{23}u_c;\\
u_3 &= a_{31}u_a + a_{32}u_b + a_{33}u_c
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

или в матричной форме

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_{123} &= \mathbf{T} \cdot \mathbf{U}_{abc}; \\ \mathbf{U}_{abc} &= \mathbf{T}^{-1} \cdot \mathbf{U}_{123}. \end{aligned} \tag{2}$$

Эквивалентная схема, которая соответствует этой системе уравнений, содержит девять преобразователей (рис. 3). Используя эту схему, нетрудно записать выражения для токов:

$$\begin{aligned} i_a &= a_{11} i_1 + a_{21} i_2 + a_{31} i_3; \\ i_b &= a_{12} i_1 + a_{22} i_2 + a_{32} i_3; \\ i_c &= a_{13} i_1 + a_{23} i_2 + a_{33} i_3 \end{aligned} \tag{3}$$

или в матричной форме

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_{abc} &= \mathbf{T}^t \cdot \mathbf{I}_{123}; \\ \mathbf{I}_{123} &= \left(\mathbf{T}^t\right)^{-1} \cdot \mathbf{I}_{abc}. \end{aligned} \tag{4}$$

В такой схеме имеются две связанные между собою цепи, из которых для одной использована система составляющих abc, а для другой — система составляющих 123.

Подводимая мощность, выраженная в комплексной форме через токи и напряжения одной системы, равна отводимой мощности, выраженной через токи и напряжения другой. В этом случае говорят об инвариантности выражения комплексной мощности. Этот вопрос рассмотрен в п. «в».

Однако для применения различных систем составляющих ознакомление с ними не обязательно.

в. **Инвариантность выражения комплексной мощности.** Из условия инвариантности выражения для мощности в комплексной форме следует

$$\mathbf{U}_{123}^t \cdot \mathbf{I}_{123}^* = \mathbf{U}_{abc}^t \cdot \mathbf{T}^t \cdot \left(\mathbf{T}^t\right)^{-1*} \cdot \mathbf{I}_{abc}^* = \mathbf{U}_{abc}^t \cdot \mathbf{I}_{abc}^*. \tag{5}$$

Токи и напряжения должны быть преобразованы в соответствии с одними и теми же матричными выражениями. Поэтому с учетом уравнений (2) и (4) получаем

$$\mathbf{T}^{-1} = \mathbf{T}^t \quad \text{или} \quad \mathbf{T} = \left(\mathbf{T}^t\right)^{-1}. \tag{6}$$

Отсюда для матрицы преобразования $\mathbf{T}$ можно вывести следующие условия:

$$\mathbf{T}^t \left(\mathbf{T}^t\right)^{-1*} = \mathbf{E} = \mathbf{T}^t \cdot \mathbf{T}^*. \tag{7}$$

Здесь $\mathbf{E}$ — единичная матрица.

Полученные таким путем составляющие называются нормированными. Однако уравнение (5), полученное исходя из

требования инвариантности выражения для комплексной мощности, можно записать и так:

$$\mathbf{U}_{123}^{t} \cdot \mathbf{I}_{123}^{*} = \mathbf{U}_{abc}^{t} \cdot \mathbf{T}^{t} \cdot \left(\mathbf{T}^{t}\right)^{-1*} \cdot \mathbf{I}_{abc}^{*} = \mathbf{U}_{abc}^{t} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{I}_{abc}^{*}. \tag{8}$$

Здесь $\mathbf{D}$ — диагональная матрица,

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} d_a & 0 & 0 \\ 0 & d_b & 0 \\ 0 & 0 & d_c \end{pmatrix}. \tag{9}$$

Коэффициенты d_a, d_b, d_c по желанию могут быть отнесены либо к напряжениям u_a, u_b, u_c, либо к токам i_a, i_b, i_c. Это часто делают с учетом того, чтобы напряжения, полученные в принятой системе составляющих, соответствовали по масштабу напряжениям (и токам), измеряемым в реальной цепи.

г. **Расчетные соотношения.** Соотношения, связывающие друг с другом системы ABC, 120, $\alpha\beta0$ и $dq0$, приведены в табл. 1. Там же приведена и диагональная матрица, относящаяся к той или иной системе составляющих. Наряду с этими соотношениями между током, напряжением и полным сопротивлением имеют место следующие основные уравнения:

$$\begin{array}{ccc} \alpha\beta0 & 120 & dq0 \\ \underline{U}_0 = \underline{E}_0 - \underline{I}_0\underline{Z}_0; & \underline{U}_0 = \underline{E}_0 - \underline{I}_0\underline{Z}_0; & \underline{U}_0 = \underline{E}_0 - \underline{I}_0\underline{Z}_0; \\ \underline{U}_\alpha = \underline{E}_\alpha - \underline{I}_\alpha\underline{Z}_\alpha; & \underline{U}_1 = \underline{E}_1 - \underline{I}_1\underline{Z}_1; & \underline{U}_d = \underline{E}_d - \underline{I}_d\underline{Z}_d; \\ \underline{U}_\beta = \underline{E}_\beta - \underline{I}_\beta\underline{Z}_\beta; & \underline{U}_2 = \underline{E}_2 - \underline{I}_2\underline{Z}_2; & \underline{U}_q = \underline{E}_q - \underline{I}_q\underline{Z}_q. \end{array} \tag{10}$$

Например, соответственно строкам ABC и столбцам $0\alpha\beta$ табл. 1 для напряжений и токов получаем следующие уравнения:

$$\begin{array}{ll} \underline{U}_A = \underline{U}_0 + \underline{U}_\alpha; & \underline{I}_A = \underline{I}_0 + \underline{I}_\alpha; \\ \underline{U}_B = \underline{U}_0 - \frac{1}{2}\underline{U}_\alpha + \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta; & \underline{I}_B = \underline{I}_0 - \frac{1}{2}\underline{I}_\alpha + \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{I}_\beta; \\ \underline{U}_C = \underline{U}_0 - \frac{1}{2}\underline{U}_\alpha - \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta; & \underline{I}_C = \underline{I}_0 - \frac{1}{2}\underline{I}_\alpha - \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{I}_\beta \end{array} \tag{11}$$

или в матричной форме

$$\mathbf{U}_{ABC} = \mathbf{T}_{ABC-\alpha\beta0} \cdot \mathbf{U}_{\alpha\beta0}; \qquad \mathbf{I}_{ABC} = \mathbf{T}_{ABC-\alpha\beta0} \cdot \mathbf{I}_{\alpha\beta0}. \tag{11a}$$

Из диагональной матрицы получаем выражение мощности в системах ABC и $\alpha\beta0$ с учетом того, что системы не являются магнитосвязанными:

$$\underline{S}_{ABC} = \underline{U}_A \underline{I}_A^* + \underline{U}_B \underline{I}_B^* + \underline{U}_C \underline{I}_C^* = 3\underline{U}\,\underline{I}_0^* + \frac{3}{2}\underline{U}_\alpha \underline{I}_\alpha^* + \frac{3}{2}\underline{U}_\beta \underline{I}_\beta^*. \tag{12}$$

Таблица 1

Соотношения между компонентами систем

	A	B	C	0	1	2	0	α	β	0	d	q
A	1	0	0	1	1	1	1	1	0	1	$\cos\Omega t$	$-\sin\Omega t$
B	0	1	0	1	$\underline{a}^2$	$\underline{a}$	1	$-1/2$	$\sqrt{3}/2$	1	$\cos(\Omega t-120^\circ)$	$-\sin(\Omega t-120^\circ)$
C	0	0	1	1	$\underline{a}$	$\underline{a}^2$	1	$-1/2$	$\sqrt{3}/2$	1	$\cos(\Omega t+120^\circ)$	$-\sin(\Omega t+120^\circ)$
0	$1/3$	$1/3$	$1/3$	3	0	0	1	0	0	1	0	0
1	$1/3$	$\underline{a}/3$	$\underline{a}^2/3$	0	3	0	0	$1/2$	$j/2$	0	$1/2 e^{j\Omega t}$	$j/2 e^{j\Omega t}$
2	$1/3$	$\underline{a}^2/3$	$\underline{a}/3$	0	0	3	0	$1/2$	$-j/2$	0	$1/2 e^{-j\Omega t}$	$-j/2 e^{-j\Omega t}$
0	$1/3$	$1/3$	$1/3$	1	0	0	3	0	0	1	0	0
α	$2/3$	$-1/3$	$-1/3$	0	1	1	0	$3/2$	0	0	$\cos\Omega t$	$-\sin\Omega t$
β	0	$1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	0	$-j$	$+j$	0	0	$3/2$	0	$\sin\Omega t$	$\cos\Omega t$
0	$1/3$	$1/3$	$1/3$	1	0	0	1	0	0	3	0	0
d	$2/3\cos\Omega t$	$2/3\cos(\Omega t-120^\circ)$	$2/3\cos(\Omega t+120^\circ)$	0	$e^{-j\Omega t}$	$e^{j\Omega t}$	0	$\cos\Omega t$	$\sin\Omega t$	0	$3/2$	0
q	$-2/3\cos\Omega t$	$-2/3\cos(\Omega t-120^\circ)$	$-2/3\cos(\Omega t-120^\circ)$	0	$-je^{-j\Omega t}$	$je^{j\Omega t}$	0	$-\sin\Omega t$	$\cos\Omega t$	0	0	$3/2$

Применение матрицы преобразования. Пример. Из строки B и столбцов $0\alpha\beta$ получаем: $\underline{U}_B = \underline{U}_0 - 1/2\underline{U}_\alpha + (\sqrt{3}/2)\,\underline{U}_\beta$.

Применение диагональной матрицы. Пример. Из строки α и столбца α определяем коэффициент $d_\alpha = 3/2$ и подставляем в полученное выражение: $\mu_\alpha \underline{U}_\alpha$ и $(d_\alpha/\mu_\alpha)\,\underline{I}_\alpha$ и, следовательно, $(\mu_\alpha^2/d_\alpha)\underline{Z}_\alpha$, где μ_α может быть выбрано произвольно, однако при инвариантности полных сопротивлений следует подставлять $\mu_\alpha = \sqrt{d_\alpha} = \sqrt{3/2}$.

д. **Пример построения эквивалентной схемы с использованием инвариантности выражения для мощности.** При произвольном подразделении элементов диагональной матрицы можно, например, для модели или для расчета на ЭЦВМ принять следующие величины (рис. 4):

$$d_0 = 3 = 1\cdot 3; \qquad \underline{U}_0; \qquad 3\underline{I}_0; \qquad \underline{U}_0/(3\underline{I}_0) = \frac{1}{3}\underline{Z}_0;$$

$$d_\alpha = \frac{3}{2} = \frac{1}{2}\cdot 3; \qquad \frac{1}{2}\underline{U}_\alpha; \qquad 3\underline{I}_\alpha; \qquad \frac{1}{2}\underline{U}_\alpha/(3\underline{I}_\alpha) = \frac{1}{6}\underline{Z}_\alpha;$$

$$d_\beta = \frac{3}{2} = \frac{\sqrt{3}}{2}\cdot\sqrt{3}; \qquad \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta; \qquad \sqrt{3}\,\underline{I}_\beta; \qquad \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta/(\sqrt{3}\,\underline{I}_\beta) = \frac{1}{2}\underline{Z}_\beta.$$

В такой схеме напряжение $\underline{U}_0$ или ток $3\underline{I}_0$ (обратный ток через землю) можно измерять непосредственно, без дополнительных масштабных коэффициентов. При разомкнутом рубильнике схеме, представленной на рис. 4, соответствует уравнение

$$\underline{U}_B = \underline{U}_0 - \frac{1}{2}\underline{U}_\alpha + \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta.$$

При замкнутом рубильнике схеме на рис. 4 соответствует уравнение

$$3\underline{I}_0 = -3\underline{I}_\alpha = \sqrt{3}\,\underline{I}_\beta \text{ или}$$

$$\underline{I}_\alpha = -\underline{I}_0,\ \underline{I}_\beta = \sqrt{3}\,\underline{I}_0,$$

т. е. $\underline{I}_A = 0$, $\underline{I}_C = 0$, $\underline{I}_B = 3\underline{I}_0$.

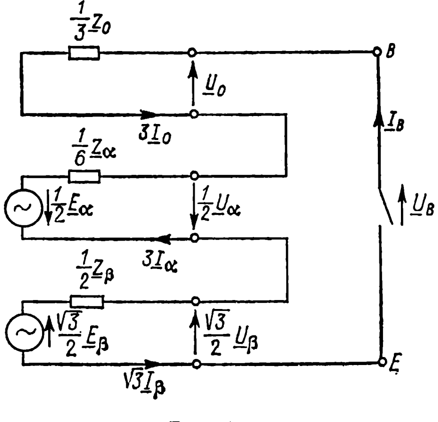


Рис. 4

Таким образом, при разомкнутом рубильнике в этой схеме можно измерить напряжение $\underline{U}_B$ между зажимом B и землей, а при замкнутом рубильнике — ток $\underline{I}_B = 3\underline{I}_0$. С учетом того, что токи $\underline{I}_A = 0 = \underline{I}_C$, эта схема соответствует модели трехфазной системы при однофазном коротком замыкании на землю или замыкании на землю фазы B.

3. Графический метод определения составляющих

Аналитическим выражениям для вычисления составляющих несимметричной звезды напряжения или тока соответствуют определенные графические построения (рис. 5).

На рисунке M — центр тяжести треугольника ABC; A_1BC и A_2BC — равносторонние треугольники с основанием BC; ω — рабочая круговая частота; $\omega - \Omega$ — круговая частота скольжения; нулевая составляющая напряжения определяется во всех случаях как в системе $\alpha\beta0$.

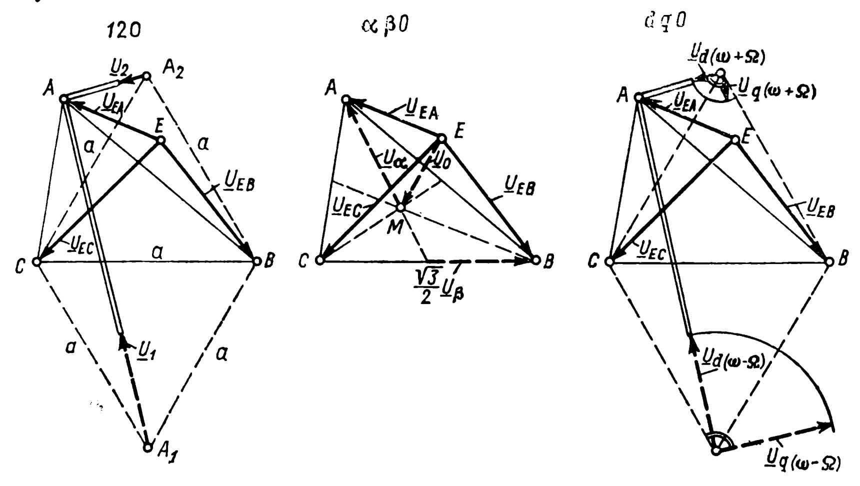


Рис. 5

Нулевая составляющая напряжения U_0 является средним геометрическим напряжений трех фаз относительно земли:

$$\underline{U}_0 = \frac{1}{3}(\underline{U}_A + \underline{U}_B + \underline{U}_C) = \underline{U}_B + \frac{1}{2}(\underline{U}_C - \underline{U}_B) + \frac{1}{3}\left[\frac{1}{2}\left(\underline{U}_C - \underline{U}_B\right) - \underline{U}_C + \underline{U}_A\right] = \underline{U}_B + \frac{1}{2}\underline{U}_{BC} + \frac{1}{3}\left(\frac{1}{2}\underline{U}_{BC} - \underline{U}_C + \underline{U}_A\right). \quad (13)$$

Это напряжение, следовательно, является напряжением между нулевой точкой несимметричной звезды и центром тяжести M треугольника ABC, образованного векторами трех напряжений.

Симметричные составляющие напряжения $\underline{U}_1$ и $\underline{U}_2$ определяются из табл. 1; расчетные выражения соответствуют строкам 012 и столбцам ABC:

$$\underline{U}_1 = \frac{1}{3}(\underline{U}_A + \underline{a}\,\underline{U}_B + \underline{a}^2\underline{U}_C) = \frac{1}{3}[\underline{U}_A + \underline{a}\,\underline{U}_B - (\underline{a}+1)\,\underline{U}_C] =$$

$$= \frac{1}{3}[\underline{a}(\underline{U}_B - \underline{U}_C) + (\underline{U}_A - \underline{U}_C)] = \frac{1}{3}(\underline{a}\,\underline{U}_{CB} + \underline{U}_{CA}) =$$

$$= \frac{1}{3}(\underline{U}_{A_1C} + \underline{U}_{CA});$$

$$\underline{U}_2 = \frac{1}{3}\left(\underline{U}_A + \underline{a}^2\underline{U}_B + \underline{a}\,\underline{U}_C\right) = \frac{1}{3}\left(\underline{a}\,\underline{U}_{BC} + \underline{U}_{BA}\right) =$$
$$= \frac{1}{3}\left(\underline{U}_{A_2B} + \underline{U}_{BA}\right). \qquad (14)$$

Аналогично для составляющих системы $\alpha\beta0$ получаем соответственно строкам $0\alpha\beta$ и столбцам ABC той же таблицы:

$$\underline{U}_\alpha = \frac{2}{3}\underline{U}_A - \frac{1}{3}\underline{U}_B - \frac{1}{3}\underline{U}_C = \frac{2}{3}\left[\frac{1}{2}\left(\underline{U}_C - \underline{U}_B\right) + \left(\underline{U}_A - \underline{U}_C\right)\right] =$$
$$= \frac{2}{3}\left(\frac{1}{2}\underline{U}_{BC} + \underline{U}_{CA}\right);$$
$$\underline{U}_\beta = \frac{1}{\sqrt{3}}\underline{U}_B - \frac{1}{\sqrt{3}}\underline{U}_C = \frac{1}{\sqrt{3}}\underline{U}_{CB}. \qquad (15)$$

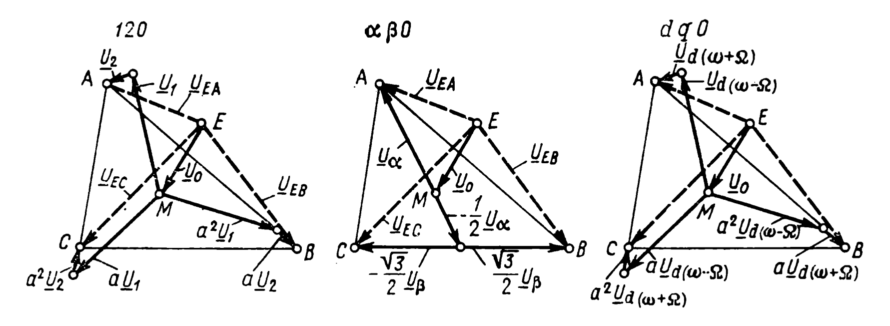


Рис. 6

Составляющие системы $0dq$ целесообразно получить из системы симметричных составляющих. Соответственно строкам $0dq$ и столбцам 012 табл. 1 имеем:

$$\underline{U}_d = \underline{U}_1 e^{-j\Omega t} + \underline{U}_2 e^{j\Omega t};$$
$$\underline{U}_q = -j\underline{U}_1 e^{-j\Omega t} + j\underline{U}_2 e^{j\Omega t}. \qquad (16)$$

В общем случае в выражениях для обеих составляющих напряжения $\underline{U}_d$ и $\underline{U}_q$ имеется один вектор с круговой частотой $\omega-\Omega$, другой — с частотой $\omega+\Omega$. Если звезда напряжений симметрична, а $\omega=\Omega$, то оба составляющих напряжения $U_{d(0)}$ и $U_{q(0)}$ приобретают характер постоянного напряжения. Отметим, что в этом случае в зависимости от положения звезды напряжений по отношению к продольной оси электрической машины составляющая $\underline{U}_d$ или $\underline{U}_q$ может быть равна нулю.

Все изложенное выше для вычисления составляющих напряжения справедливо также для вычисления составляющих несимметричной системы токов.

В соответствии с табл. 1 можно выполнить и обратное преобразование: исходя из составляющих, получить несимметричную звезду напряжений (или токов). Уравнения для расчета приведены в строках *ABC* табл. 1, а построения — на рис. 6.

4. Высшие гармонические

Высшие гармонические в кривых тока и напряжения возникают при наличии в сети устройств с нелинейными характеристиками (выпрямителей, трансформаторов, генераторов и др.). Если кривые напряжения трех фаз искажены, но во всех трех фазах одинаково, то и высшие гармонические во всех трех фазах по амплитуде одинаковы. То же справедливо и для высших гармонических тока. Угол между векторами напряжения двух фаз в симметричной трехфазной системе составляет 120°. Для симметричной системы высших гармонических порядка ν этот угол составляет соответственно $\nu \cdot 120°$. В табл. 2 указаны порядок следования фаз и взаимное положение векторов для высших гармонических в зависимости от порядка ν.

Из табл. 2 следует, что в симметричной системе высших гармонических, порядок ν которой кратен трем (включая $\nu=0$), векторы находятся в одной и той же фазе. Такая система называется нулевой.

В системе высших гармонических, порядок ν которой на единицу больше порядка нулевой системы, имеет место чередование фаз *ABC*. Такая система называется системой прямой последовательности.

Если же порядок ν на единицу меньше порядка нулевой системы, имеет место чередование фаз *ACB*. Такая система называется системой обратной последовательности.

Аналогичные выкладки могут быть сделаны и для низших гармонических. В этом случае гармоническую низшего порядка можно рассматривать как гармоническую первого, а гармоническую первого — как гармоническую высшего, причем порядок ее обратен порядку низшей гармонической. Поэтому табл. 2 может быть использована и для гармонических низшего порядка; например, из таблицы следует, что гармоническая порядка $\nu={}^1/_5$ образует систему обратной последовательности.

В общем случае для определения симметричных составляющих высших гармонических произвольного порядка ν имеют место следующие соотношения:

система нулевой последовательности

$$\underline{U}_{0(\nu)} = \frac{1}{3}\left(\underline{U}_{A\,(\nu)} + \underline{U}_{B\,(\nu)} + \underline{U}_{C\,(\nu)}\right) = \frac{1}{3}\left(1 + \underline{a}^{\nu} + \underline{a}^{2\nu}\right)\underline{U}_{A\,(\nu)};$$

Таблица 2

Определение симметричных составляющих напряжения прямой, обратной и нулевой последовательности

Порядок гармонической ν	Постоянная величина	Основная гармоника	Высшие гармонические			
	0	1	2	3	4	5
$U_{A(\nu)} = \underline{a}^0 U_{\lambda(\nu)}$ $U_{B(\nu)} = \underline{a}^{\nu} U_{\lambda(\nu)}$ $U_{C(\nu)} = \underline{a}^{2\nu} U_{\lambda(\nu)}$	1 1 1	1 $\underline{a}$ $\underline{a}^2$	1 $\underline{a}^2$ $\underline{a}$	1 1 1	1 $\underline{a}$ $\underline{a}^2$	1 $\underline{a}^2$ $\underline{a}$
Порядок следования	*A* *B* *C*	*ABC*	*ACB*	*A* *B* *C*	*ABC*	*ACB*
Наименование системы	Нулевой последовательности	Прямой последовательности	Обратной последовательности	Нулевой последовательности	Прямой последовательности	Обратной последовательности
Порядок гармонической ν	0	1	$^1/_2$	$^1/_3$	$^1/_4$	$^1/_5$
	Постоянная величина	Основная гармоника	Низшие гармонические			

система прямой последовательности

$$\underline{U}_{1(\nu)}=\frac{1}{3}\left(\underline{U}_{A(\nu)}+\underline{a}^2\underline{U}_{B(\nu)}+\underline{a}\,\underline{U}_{C(\nu)}\right)=\frac{1}{3}\left(1+\underline{a}^{2+\nu}+\underline{a}^{1+2\nu}\right)\underline{U}_{\lambda(\nu)};\tag{17}$$

система обратной последовательности

$$\underline{U}_{2(\nu)}=\frac{1}{3}\left(\underline{U}_{A(\nu)}+\underline{a}\,\underline{U}_{B(\nu)}+\underline{a}^2\underline{U}_{C(\nu)}\right)=\frac{1}{3}\left(1+a^{1+\nu}+a^{2+2\nu}\right)\underline{U}_{\lambda(\nu)}.$$

В частном случае для гармонических с целым ν:
система нулевой последовательности

$$\underline{U}_{0(\nu)}=\underline{U}_{\lambda(\nu)} \text{ при } \nu=3n;$$

система прямой последовательности

$$\underline{U}_{1(\nu)}=\underline{U}_{\lambda(\nu)} \text{ при } \nu=3n+1;\tag{18}$$

система обратной последовательности

$$\underline{U}_{2(\nu)}=\underline{U}_{\lambda(\nu)} \text{ при } \nu=3n-1.$$

Из этих соотношений следует, что система симметричных составляющих может быть применена для аналитического исследования процессов, где возникают высшие гармонические. Аналогичные соотношения можно вывести также для систем составляющих $\alpha\beta 0$ и $dq0$.

Для составляющих $\alpha\beta 0$ симметричной системы высших гармонических произвольного порядка ν имеют место следующие соотношения:

нулевая система

$$\underline{U}_{0(\nu)}=\frac{1}{3}\left(\underline{U}_{A(\nu)}+\underline{U}_{B(\nu)}+\underline{U}_{C(\nu)}\right)=\frac{1}{3}\left(1+\underline{a}^{\nu}+\underline{a}^{2\nu}\right)\underline{U}_{\lambda(\nu)};$$

система α

$$\underline{U}_{\alpha(\nu)}=\frac{2}{3}\underline{U}_{A(\nu)}-\frac{1}{3}\underline{U}_{B(\nu)}-\frac{1}{3}\underline{U}_{C(\nu)}=\frac{1}{3}\left(2-\underline{a}^{\nu}-\underline{a}^{2\nu}\right)\underline{U}_{\lambda(\nu)};\tag{19}$$

система β

$$\underline{U}_{\beta(\nu)}=\frac{1}{\sqrt{3}}\underline{U}_{B(\nu)}-\frac{1}{\sqrt{3}}\underline{U}_{C(\nu)}=\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\underline{a}^{\nu}-\underline{a}^{2\nu}\right)\underline{U}_{\lambda(\nu)}.$$

В частном случае для гармонических с целым ν:
нулевая система

$$\underline{U}_{0(\nu)}=\underline{U}_{\lambda(\nu)} \text{ при } \nu=3n;$$

система α

$$\underline{U}_{\alpha(\nu)}=\underline{U}_{\lambda(\nu)} \text{ при } \nu=3n\pm 1;\tag{20}$$

система β

$$\underline{U}_{\beta\,(\nu)}=\underline{U}_{\lambda\,(\nu)} \text{ при } \nu=3n\pm 1.$$

Для составляющих $dq0$ симметричной системы высших гармонических имеют место следующие соотношения:

нулевая система

$$\underline{U}_{0\,(\nu)}=\underline{U}_{0\,(\nu)};$$

продольная система

$$\underline{U}_{d\,(\nu)}=e^{-j\Omega t}\underline{U}_{1\,(\nu)}+e^{+j\Omega t}\underline{U}_{2\,(\nu)}=\frac{1}{3}\left[e^{-j\Omega t}\left(1+\underline{a}^{2+\nu}+\underline{a}^{1+2\nu}\right)+\right.$$
$$\left.+e^{+j\Omega t}\left(1+\underline{a}^{1+\nu}+\underline{a}^{2+2\nu}\right)\right]\underline{U}_{\lambda\,(\nu)}; \qquad (21)$$

поперечная система

$$\underline{U}_{q\,(\nu)}=-je^{-j\Omega t}\underline{U}_{1(\nu)}+je^{+j\Omega t}\underline{U}_{2\,(\nu)}=\frac{1}{3}\left[-je^{-j\Omega t}\left(1+\underline{a}^{2+\nu}+\underline{a}^{1+2\nu}\right)+\right.$$
$$\left.+je^{+j\Omega t}\left(1+\underline{a}^{1+\nu}+\underline{a}^{2+2\nu}\right)\right]\underline{U}_{\lambda\,(\nu)}.$$

В частном случае для гармонических с целым ν:

нулевая система

$$\underline{U}_{0\,(\nu)}=\underline{U}_{\lambda\,(\nu)} \text{ при } \nu=3n;$$

продольная система

$$\underline{U}_{d\,(\nu)}=e^{\mp j\Omega t}\underline{U}_{\lambda\,(\nu)} \text{ при } \nu=3n\pm 1; \qquad (22)$$

поперечная система

$$\underline{U}_{q\,(\nu)}=-je^{\mp j\Omega t}\underline{U}_{\lambda\,(\nu)} \text{ при } \nu=3\pm 1.$$

5. Полные сопротивления в различных системах

а. **Пересчет полных сопротивлений из системы *ABC* к системе αβ0.** В § 1 уже указывалось, что трехфазная система, содержащая взаимные индуктивности между проводами, удовлетворяющая определенным условиям симметрии, может быть представлена с помощью системы составляющих в виде трех независимых систем — без взаимных индуктивностей между ними. Соответствующие расчетные соотношения мы рассмотрим на примере отрезка трехпроводной линии (рис. 7), для которой напряжение каждого провода предварительно записано в системе *ABC*;

перейдем от нее к системе αβ0. Система αβ0 выбрана потому, что она является наиболее важной при исследовании неустановившихся процессов.

На рис. 7 указаны сопротивления каждого провода и взаимные сопротивления между проводами. Соотношения в системе *ABC* между напряжениями, токами и полными сопротивлениями для каждого провода таковы:

$$\underline{U}_A = \underline{I}_A\underline{Z}_{AA} + \underline{I}_B\underline{Z}_{AB} + \underline{I}_C\underline{Z}_{AC};$$
$$\underline{U}_B = \underline{I}_A\underline{Z}_{BA} + \underline{I}_B\underline{Z}_{BB} + \underline{I}_C\underline{Z}_{BC};$$
$$\underline{U}_C = \underline{I}_A\underline{Z}_{CA} + \underline{I}_B\underline{Z}_{CB} + \underline{I}_C\underline{Z}_{CC}.$$

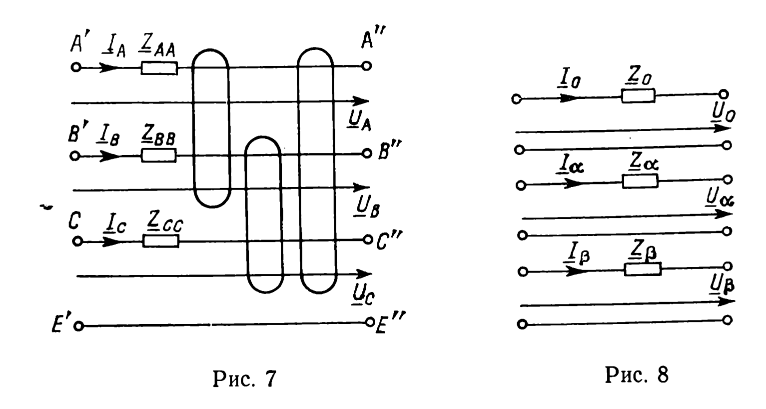


Рис. 7 Рис. 8

Из этих выражений следует, что в связи с наличием взаимных сопротивлений напряжение каждого провода зависит от токов во всех трех проводах. При переходе к системе αβ0 эта зависимость исключается.

На рис. 8 изображен тот же отрезок трехпроводной линии, представленный в системе αβ0. Соотношения между напряжениями, токами и сопротивлениями в системе αβ0 следующие:

$$\underline{U}_0 = \underline{I}_0\underline{Z}_0 + 0 + 0;$$
$$\underline{U}_\alpha = 0 + \underline{I}_\alpha\underline{Z}_\alpha + 0;$$
$$\underline{U}_\beta = 0 + 0 + \underline{I}_\beta\underline{Z}_\beta.$$

Из этих соотношений следует, что напряжение $\overline{U}_0$, $\overline{U}_\alpha$ и $\overline{U}_\beta$ каждого из проводов зависит от токов только в том же проводе, т. е. соответственно от токов I_0, I_α, I_β.

Очевидно, что такого рода упрощение системы уравнений, заключающееся в уменьшении числа полных сопротивлений с 9

до 3, связано с определенными условиями, которым должны удовлетворять сопротивления трехпроводной линии. Для того чтобы сформулировать эти условия, воспользуемся выражениями для перехода от системы ABC к системе $\alpha\beta0$ (табл. 1), а также уравнением (10). Для $\underline{E}_\alpha=\underline{E}_\beta=0$ имеем:

$$\begin{aligned} \underline{U}_A &= \underline{U}_0+\underline{U}_\alpha=\underline{I}_0\underline{Z}_0+\underline{I}_\alpha\underline{Z}_\alpha; \\ \underline{U}_B &= \underline{U}_0-\frac{1}{2}\underline{U}_\alpha+\frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta=\underline{I}_0\underline{Z}_0-\frac{1}{2}\underline{I}_\alpha\underline{Z}_\alpha+\frac{\sqrt{3}}{2}\underline{I}_\beta\underline{Z}_\beta; \\ \underline{U}_C &= \underline{U}_0-\frac{1}{2}\underline{U}_\alpha-\frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta=\underline{I}_0\underline{Z}_0-\frac{1}{2}\underline{I}_\alpha\underline{Z}_\alpha-\frac{\sqrt{3}}{2}\underline{I}_\beta\underline{Z}_\beta. \end{aligned} \tag{23}$$

Если подставить теперь вместо токов $\underline{I}_0$, $\underline{I}_\alpha$, $\underline{I}_\beta$ токи $\underline{I}_A$, $\underline{I}_B$, $\underline{I}_C$ в соответствии с приведенными выше основными выражениями, то мы получаем систему

$$\begin{aligned} \underline{U}_A &= \frac{1}{3}(\underline{I}_A+\underline{I}_B-\underline{I}_C)\underline{Z}_0+\frac{1}{3}(2\underline{I}_A-\underline{I}_B-\underline{I}_C)\underline{Z}_\alpha; \\ \underline{U}_B &= \frac{1}{3}(\underline{I}_A+\underline{I}_B+\underline{I}_C)\underline{Z}_0-\frac{1}{6}(2\underline{I}_A-\underline{I}_B-\underline{I}_C)\underline{Z}_\alpha+\frac{1}{2}(\underline{I}_B-\underline{I}_C)\underline{Z}_\beta; \\ \underline{U}_C &= \frac{1}{3}(\underline{I}_A+\underline{I}_B+\underline{I}_C)\underline{Z}_0-\frac{1}{6}(2\underline{I}_A-\underline{I}_B-\underline{I}_C)\underline{Z}_\alpha-\frac{1}{2}(\underline{I}_B-\underline{I}_C)\underline{Z}_\beta. \end{aligned} \tag{24}$$

После несложных преобразований она приводится к виду (рис. 7)

$$\begin{aligned} \underline{U}_A &= \underline{I}_A\frac{1}{3}(\underline{Z}_0+2\underline{Z}_\alpha)+\underline{I}_B\frac{1}{3}(\underline{Z}_0-\underline{Z}_\alpha)+\underline{I}_C\frac{1}{3}(\underline{Z}_0-\underline{Z}_\alpha); \\ \underline{U}_B &= \underline{I}_A\frac{1}{3}(\underline{Z}_0-\underline{Z}_\alpha)+\underline{I}_B\frac{1}{3}\left(\underline{Z}_0+\frac{1}{2}\underline{Z}_\alpha+\frac{3}{2}\underline{Z}_\beta\right)+\underline{I}_C\times \\ &\times\frac{1}{3}\left(\underline{Z}_0+\frac{1}{2}\underline{Z}_\alpha-\frac{3}{2}\underline{Z}_\beta\right); \\ \underline{U}_C &= \underline{I}_A\frac{1}{3}(\underline{Z}_0-\underline{Z}_\alpha)+\underline{I}_B\frac{1}{3}\left(\underline{Z}_0+\frac{1}{2}\underline{Z}_\alpha-\frac{3}{2}\underline{Z}_\beta\right)+\underline{I}_C\times \\ &\times\frac{1}{3}\left(\underline{Z}_0+\frac{1}{2}\underline{Z}_\alpha+\frac{3}{2}\underline{Z}_\beta\right). \end{aligned} \tag{25}$$

Из сопоставления системы уравнений (25) и системы уравнений, относящейся к рис. 7, получаем следующую матрицу полных сопротивлений:

$$\left\| \begin{matrix} \underline{Z}_{AA} & \underline{Z}_{AB} & \underline{Z}_{AC} \\ \underline{Z}_{BA} & \underline{Z}_{BB} & \underline{Z}_{BC} \\ \underline{Z}_{CA} & \underline{Z}_{CB} & \underline{Z}_{CC} \end{matrix} \right\| =$$

$$= \left\| \begin{matrix} \frac{1}{3}(\underline{Z}_0 + 2\underline{Z}_\alpha) & \frac{1}{3}(\underline{Z}_0 - \underline{Z}_\alpha) & \frac{1}{3}(\underline{Z}_0 - \underline{Z}_\alpha) \\ \frac{1}{3}(\underline{Z}_0 - \underline{Z}_\alpha) & \frac{1}{3}\left(\underline{Z}_0 + \frac{1}{2}\underline{Z}_\alpha + \frac{3}{2}\underline{Z}_\beta\right) & \frac{1}{3}\left(\underline{Z}_0 + \frac{1}{2}\underline{Z}_\alpha - \frac{3}{2}\underline{Z}_\beta\right) \\ \frac{1}{3}(\underline{Z}_0 - \underline{Z}_\alpha) & \frac{1}{3}\left(\underline{Z}_0 + \frac{1}{2}\underline{Z}_\alpha - \frac{3}{2}\underline{Z}_\beta\right) & \frac{1}{3}\left(\underline{Z}_0 + \frac{1}{2}\underline{Z}_\alpha + \frac{3}{2}\underline{Z}_\beta\right) \end{matrix} \right\|. \quad (26)$$

Полные сопротивления, входящие в матрицу, удовлетворяют определенным закономерностям, которые схематически представлены на рис. 9. Они таковы:

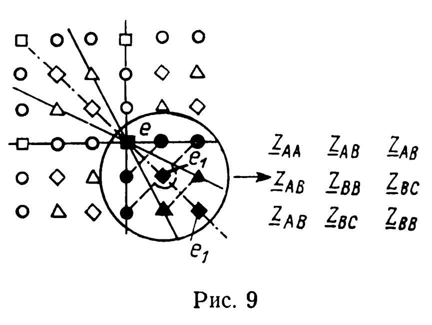


Рис. 9

1. Симметрия (— — —) относительно главной диагонали (—·—); из нее следует: $\underline{Z}_{BA} = \underline{Z}_{AB}$; $\underline{Z}_{CA} = \underline{Z}_{AC}$; $\underline{Z}_{CB} = \underline{Z}_{BC}$.

2. Зеркальная симметрия (——) относительно исходной фазы (e); из нее следует: $\underline{Z}_{AC} = \underline{Z}_{AB}$; $\underline{Z}_{CC} = \underline{Z}_{BB}$.

Эти условия симметрии, необходимые для определения сопротивлений в системе ABC, исходя из полных сопротивлений, заданных в системе $\alpha\beta 0$, мы приведем еще раз:

$$e \ldots \underline{Z}_{AA} = \frac{1}{3}(\underline{Z}_0 + 2\underline{Z}_\alpha);$$

$$e_1 \ldots \underline{Z}_{BB} = \underline{Z}_{CC} = \frac{1}{3}\left(\underline{Z}_0 + \frac{1}{2}\underline{Z}_\alpha + \frac{3}{2}\underline{Z}_\beta\right);$$

$$\bullet \ldots \underline{Z}_{AB} = \underline{Z}_{BA} = \underline{Z}_{AC} = \underline{Z}_{CA} = \frac{1}{3}(\underline{Z}_0 - \underline{Z}_\alpha); \quad (27)$$

$$\blacktriangle \ldots \underline{Z}_{BC} = \underline{Z}_{CB} = \frac{1}{3}\left(\underline{Z}_0 + \frac{1}{2}\underline{Z}_\alpha - \frac{3}{2}\underline{Z}_\beta\right).$$

Индексы при сопротивлениях соответствуют символам в схеме на рис. 9, причем незалитые символы имеют тот же

смысл и могут быть получены аналогично, путем соответствующего продолжения матрицы сопротивлений влево и вверх.

Из выражений (27) получаем соотношения для определения сопротивлений в системе $\alpha\beta 0$ исходя из сопротивлений в системе ABC:

$$\begin{gathered} \underline{Z}_0 = \underline{Z}_{AA} + 2\underline{Z}_{AB} = \underline{Z}_{BB} + \underline{Z}_{AB} + \underline{Z}_{BC}, \\ \underline{Z}_\alpha = \underline{Z}_{AA} - \underline{Z}_{AB} = \underline{Z}_{BB} + \underline{Z}_{BC} - 2\underline{Z}_{AB}; \\ \underline{Z}_\beta = \underline{Z}_{BB} - \underline{Z}_{BC}. \end{gathered} \tag{28}$$

б. **Нулевая система.** Полные сопротивления, входящие в уравнение (26), удовлетворяют весьма важным условиям:

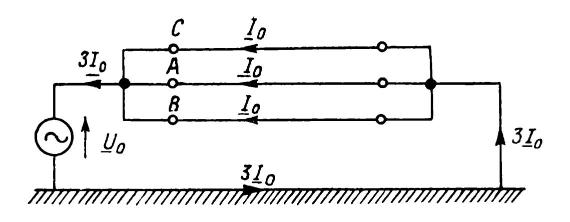


Рис. 10

суммы полных сопротивлений каждой из строк равны между собой;

суммы полных сопротивлений каждого из столбцов равны между собой;

суммы полных сопротивлений каждой из строк равны сумме полных сопротивлений каждого из столбцов.

Эти условия нетрудно получить из соотношений (27) и (26):

$$\begin{gathered} \underline{Z}_0 = \underline{Z}_{AA} + \underline{Z}_{AB} + \underline{Z}_{AC} = \underline{Z}_{BA} + \underline{Z}_{BB} + \underline{Z}_{BC} = \\ = \underline{Z}_{CA} + \underline{Z}_{CB} + \underline{Z}_{CC} = \underline{Z}_{AA} + \underline{Z}_{BA} + \underline{Z}_{CA} = \\ = \underline{Z}_{AB} + \underline{Z}_{BB} + \underline{Z}_{CB} = \underline{Z}_{AC} + \underline{Z}_{BC} + \underline{Z}_{CC}. \end{gathered} \tag{29}$$

Учитывая особое значение нулевой системы, рассмотрим ее особенности подробнее. В соответствии с определением, сопротивление нулевой последовательности измеряется следующим образом (рис. 10). Три провода по концам замыкают накоротко, подсоединяют к источнику напряжения $\underline{U}_0$ и заземляют. В каждом проводе протекает ток $\underline{I}_0$, а в общей цепи (обратном проводе) — сумма токов, равная $3\underline{I}_0$.

Используя выражение для $\underline{U}_0$ в табл. 1 и уравнения к рис. 7, получаем

$$\underline{U}_0=\frac{1}{3}\left(\underline{U}_A+\underline{U}_B+\underline{U}_C\right)=\frac{1}{3}\left[\underline{I}_A\left(\underline{Z}_{AA}+\underline{Z}_{BA}+\underline{Z}_{CA}\right)+\right.$$

$$\left.+\underline{I}_B\left(\underline{Z}_{AB}+\underline{Z}_{BB}+\underline{Z}_{CB}\right)+\underline{I}_C\left(\underline{Z}_{AC}+\underline{Z}_{BC}+\underline{Z}_{CC}\right)\right]. \qquad (30)$$

В соответствии с определением $\underline{U}_0$, из уравнения (10) и выражения для $\underline{I}_0$ в табл. 1, получаем

$$\underline{U}_0=\underline{I}_0\cdot\underline{Z}_0=\frac{1}{3}\left(\underline{I}_A+\underline{I}_B+\underline{I}_C\right)\cdot\underline{Z}_0. \qquad (31)$$

В результате из уравнений (30) и (31) находим

$$\underline{Z}_0=\underline{Z}_{AA}+\underline{Z}_{BA}+\underline{Z}_{CA}=\underline{Z}_{AB}+\underline{Z}_{BB}+\underline{Z}_{CB}=\underline{Z}_{AC}+\underline{Z}_{BC}+\underline{Z}_{CC}. \qquad (32)$$

Для схемы на рис. 10 справедливы соотношения:

$$\underline{U}_A=\underline{U}_B=\underline{U}_C=\underline{U}_0 \text{ и } \underline{I}_A=\underline{I}_B=\underline{I}_C=\underline{I}_0. \qquad (33)$$

Выше указывалось, что по определению $\underline{U}_0=\underline{I}_0\cdot\underline{Z}_0$. Оба последних выражения подставим в уравнения к рис. 7. Тогда для Z_0 получим:

$$\underline{Z}_0=\underline{Z}_{AA}+\underline{Z}_{AB}+\underline{Z}_{AC}=\underline{Z}_{BA}+\underline{Z}_{BB}+\underline{Z}_{BC}=\underline{Z}_{CA}+\underline{Z}_{CB}+\underline{Z}_{CC}. \qquad (34)$$

Уравнения (32) и (34) подтверждают справедливость полученного ранее уравнения (29). Отметим, что эти условия всегда имеют место для нулевой системы, причем у всех систем составляющих. Однако каждая система составляющих имеет свои дополнительные условия симметрии.

в. **Пересчет полных сопротивлений из системы *ABC* к системам $\alpha\beta0$, 120 и $dq0$.** Путем выкладок, аналогичных приведенным в п. «а» § 5, могут быть получены условия симметрии для полных сопротивлений, выраженных в системе *ABC*, при переходе к другим системам:

$$\begin{array}{cccc} ABC & 0\alpha\beta & 012 & 0dq \\ \underline{Z}_{AA}\underline{Z}_{AB}\underline{Z}_{AC}; & \underline{Z}_{AA}\underline{Z}_{AB}\underline{Z}_{AC}; & \underline{Z}_{AA}\underline{Z}_{AB}\underline{Z}_{AC}; & \underline{Z}_{AA}\underline{Z}_{AB}\underline{Z}_{AC}; \\ \underline{Z}_{BA}\underline{Z}_{BB}\underline{Z}_{BC}; & \underline{Z}_{AB}\underline{Z}_{BB}\underline{Z}_{BC}; & \underline{Z}_{AC}\underline{Z}_{AA}\underline{Z}_{AB}; & \underline{Z}_{AB}\underline{Z}_{BB}\underline{Z}_{BC}; \\ \underline{Z}_{CA}\underline{Z}_{CB}\underline{Z}_{CC}; & \underline{Z}_{AB}\underline{Z}_{BC}\underline{Z}_{BB}; & \underline{Z}_{AB}\underline{Z}_{AC}\underline{Z}_{AA}; & \underline{Z}_{AC}\underline{Z}_{BC}\underline{Z}_{CC}. \end{array} \qquad (35)$$

Здесь для системы *ABC* указано 9 различных полных сопротивлений, из которых, однако, 6 являются взаимными сопротивлениями.

Для систем $\alpha\beta 0$, 120 и $dq0$ необходимо сначала выполнить условие (29) для $\underline{Z}_0$. Остальные условия могут быть получены из схемы сопротивлений (35). Если все эти условия выполнены, то можно описать в этих системах процессы без использования взаимных сопротивлений. В частности, для рассматриваемых систем имеют место следующие условия симметрии полных сопротивлений: ABC — условия симметрии отсутствуют; $0\alpha\beta$ — симметрия относительно главной диагонали и зеркальная симметрия по отношению к исходной фазе в ABC; 012 — циклическая симметрия в ABC; $0dq$ — симметрия относительно главной диагонали в ABC.

Только при переходе к системе $\alpha\beta 0$ можно допустить определенную несимметрию в исходной системе ABC, причем в этом случае не требуется использовать какие-либо дополнительные приемы (см. пример в п. «г» § 5). При переходе от системы ABC к остальным, указанным выше системам следует предполагать, как правило, что система ABC является строго симметричной, а именно

$$\begin{gathered}\underline{Z}_{AA}=\underline{Z}_{BB}=\underline{Z}_{CC}=\underline{Z};\\ \underline{Z}_{AB}=\underline{Z}_{BA}=\underline{Z}_{AC}=\underline{Z}_{CA}=\underline{Z}_{BC}=\underline{Z}_{CB}=\underline{M}.\end{gathered}\tag{36}$$

Такая симметрия означает, что все полные сопротивления вдоль линии равны между собою. То же относится и ко всем полным взаимным сопротивлениям. Тогда для полных сопротивлений, выраженных в различных системах составляющих, имеют место следующие соотношения:

$$\begin{gathered}\underline{Z}_0=\underline{Z}+2\underline{M};\\ \underline{Z}_\alpha=\underline{Z}_\beta=\underline{Z}_1=\underline{Z}_2=\underline{Z}_d=\underline{Z}_q=\underline{Z}-\underline{M}.\end{gathered}\tag{37}$$

Таким образом, при наличии несимметрии в системе ABC остальные указанные системы едва ли пригодны. Целесообразно перейти к этим системам при наличии симметрии в системе ABC, так как в этих системах расчетные уравнения упрощаются.

В § 6 изложен метод учета несимметрии, появляющейся в результате какого-либо нарушения нормального режима работы, например короткого замыкания.

г. **Пример. Представление полного сопротивления между двумя проводами.** Рассмотрим эквивалентную схему цепи, к фазам B и C которой подключено полное сопротивление $\underline{Z}_B$. В соответствии с рис. 11 имеем

$$\underline{I}_B=-\underline{I}_C \text{ и } \underline{Z}_{AB}=\underline{Z}_{AC}.\tag{38}$$

Используя уравнения (25) и матрицу (26), получаем

$$\underline{U}_A = \underline{I}_A \underline{Z}_{AA}. \tag{39}$$

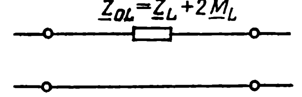
Далее согласно рис. 11 имеем

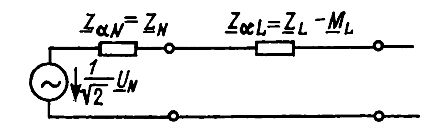
$$\underline{I}_A = 0. \tag{40}$$

Это условие справедливо при

$$\underline{Z}_{AA} = \infty\,. \tag{41}$$

$\underline{I}_C$ C
$\underline{U}_N, \underline{Z}_N$ $\underline{I}_A$ A $\underline{Z}_B$
$\underline{I}_B$ B
$\underline{Z}_L$ $\underline{M}_L$





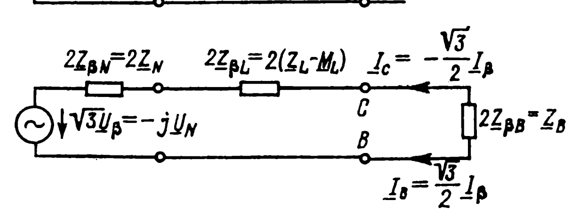


Рис. 11

Тогда с учетом уравнений (27) получаем

$$\underline{Z}_{BB} = \underline{Z}_{CC} \text{ и } \underline{Z}_{BC} = \underline{Z}_{CB}. \tag{42}$$

В результате выражение для напряжения имеет вид:

$$\underline{U}_B - \underline{U}_C = \underline{I}_B \cdot 2\left(\underline{Z}_{BB} - \underline{Z}_{BC}\right) = \underline{I}_B \cdot 2\underline{Z}_{\beta B}. \tag{43}$$

Так как $\underline{Z}_{AA} = \infty$, то

$$\underline{Z}_0 = \infty, \quad \underline{Z}_\alpha = \infty \tag{44}$$

и согласно уравнениям (28)

$$\underline{Z}_{AB} = \infty. \tag{45}$$

Таким образом, нулевая система и система α содержат бесконечно большие полные сопротивления и, следовательно, токи в этих системах равны нулю. Для них эквивалентные схемы не нужны. Сопротивлению $\underline{Z}_B$ соответствует в системе β удвоенное сопротивление $2\underline{Z}_{\beta B}$, т. е. $\underline{Z}_B = 2\underline{Z}_{\beta B}$. Так как токи в нулевой системе и системе α равны нулю ($\underline{I}_0 = \underline{I}_\alpha = 0$), то ток $\underline{I}_B = \left(\sqrt{3}/2\right) \underline{I}_\beta = -\underline{I}_C$. Для того чтобы условие инвариантности выражения для мощности соблюдалось (см. п. «д» § 2), в качестве напряжения в системе должно быть использовано значение напряжения $\sqrt{3}\,\underline{U}_\beta$. Если $\underline{U}_N$ — напряжение, вектор которого совпадает по направлению с вектором напряжения исходной фазы A относительно земли, то в соответствии с табл. 1 можем написать $\sqrt{3}\,\underline{U}_\beta = -j\underline{U}_N$.

Если полное сопротивление было бы включено не между проводами B и C, а между проводами A и C или A и B, то между системами возникла бы связь. Поэтому всегда целесообразно такого рода простые случаи несимметрии, если это возможно, рассматривать так, чтобы соблюдалась симметрия относительно исходной фазы A. В этом случае систему составляющих $\alpha\beta0$ можно использовать особенно простым образом. К сожалению, это становится невозможным, если в какой-либо одной точке сети нагрузка подключена между проводами B и C, а в другой — между A и C. Тогда по меньшей мере одну из нагрузок при моделировании следует подключить через специальную эквивалентную схему (см. § 6).

6. Эквивалентная схема для перехода из системы $\alpha\beta0$ к системе ABC

На рис. 3 представлена эквивалентная схема, которая соответствует системе уравнений (1) или (3) для перехода в общем случае из одной системы в другую. Система уравнений может быть записана также в матричной форме (2) или (4). Если в эту систему уравнений подставить коэффициенты, указанные в табл. 1, то для каждого перехода, указанного на рис. 2, мы получаем две дуальные схемы. Поэтому оказывается возможным один участок эквивалентной схемы, соответствующей заданной цепи, представить в системе $\alpha\beta0$, а другой — в системе ABC. В месте стыковки обоих участков цепи необходимо предусмотреть еще дополнительный переходный участок $\alpha\beta0$—ABC (рис. 12). При аналитических расчетах для каждого участка следует записать соответствующие уравнения, однако часто для наглядности изображают еще эквивалентную схему, содержа-

щую все эти участки. На модели, естественно, участку перехода должна соответствовать схема со специальным преобразователем. К этому преобразователю предъявляются достаточно высокие требования, а именно полное сопротивление короткого замыкания должно быть близко к нулю; ток холостого хода должен быть весьма малым, в том числе в диапазоне частоты колебаний апериодической составляющей тока короткого замыкания, возникающего в высоковольтной сети.

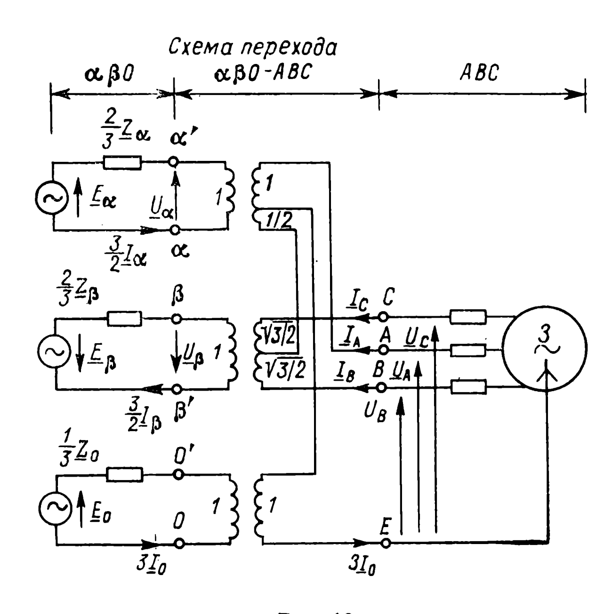


Рис. 12

В большинстве случаев нет необходимости использовать полностью матрицу, соответствующую рис. 3. Если, например, произошло однофазное короткое замыкание на землю на сборных шинах или в линии, разрыв в фазе или двухфазное короткое замыкание, то для исследования таких режимов целесообразно использовать упрощенные эквивалентные схемы. Наиболее важная упрощенная схема с участком перехода из системы αβ0 в систему *ABC* представлена на рис. 12. Она используется особенно часто для исследования электромагнитных неустановившихся процессов повышенной частоты. Ее преимущество состоит в том, что для ряда несложных случаев, связанных с нарушением нормальной работы, она может быть еще более упрощена.

Нетрудно убедиться в том, что схеме на рис. 12 соответствуют уравнения

$$\underline{U}_A=\underline{U}_0+\underline{U}_\alpha; \quad \underline{I}_0=\frac{1}{3}(\underline{I}_A+\underline{I}_B+\underline{I}_C);$$

$$\underline{U}_B=\underline{U}_0-\frac{1}{2}\underline{U}_\alpha+\frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta, \quad \underline{I}_\alpha=\frac{1}{3}(2\underline{I}_A-\underline{I}_B-\underline{I}_C);$$

$$\underline{U}_C=\underline{U}_0-\frac{1}{2}\underline{U}_\alpha-\frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta; \quad \underline{I}_\beta=\frac{1}{\sqrt{3}}\underline{I}_B-\frac{1}{\sqrt{3}}\underline{I}_C.$$

В противоположность схеме на рис. 3 и соответствующей ей матрице в схеме на рис. 12 отсутствует гальваническое разделение зажимов A, B и C. Для идеальных преобразователей, не предназначенных для работы только при одной частоте, это не имеет значения. При моделировании, однако, следует обратить внимание на то, что обычно применяемые преобразователи при весьма низких частотах и постоянных времени порядка 500 мс потребляют намагничивающий ток, который значительно меньше, чем токи в сети при эксплуатации в номинальном режиме или при неустановившихся процессах.

Как было отмечено, преобразователь на рис. 12 служит для того, чтобы вывести зажимы A, B, C и E на участке ABC цепи, представляемой в системе $\alpha\beta0$. При этом нет необходимости моделировать, например, в α-системе напряжения $\underline{E}_\alpha$ и $\underline{U}_\alpha$, ток $^3/_2\underline{I}_\alpha$, полное сопротивление $^2/_3\underline{Z}_\alpha$, а в левой части преобразователя (на участке $\alpha\beta0$) не требуется устанавливать коэффициент передачи, равный 1.

Можно было бы использовать также значения напряжения $^3/_2\underline{U}_\alpha$, тока $\underline{I}_\alpha$ и сопротивления $^3/_2\underline{Z}_\alpha$, так как в этом случае в соответствии с изложенным в п. «д» § 2 сохраняется инвариантность комплексной мощности. Коэффициенты, указанные в последнем случае, было бы удобнее использовать, например, при моделировании трехфазного короткого замыкания (без замыкания на землю). При этом ток нулевой системы был бы равен нулю, а преобразователь в системе α имел бы тогда по обеим сторонам коэффициент передачи $^3/_2$, т. е. в целом коэффициент трансформации был бы равен 1 : 1.

При переходе из одной системы в другую помимо перехода $\alpha\beta0$ — ABC можно также использовать упрощенные схемы, однако их значение для исследования неустановившихся процессов сравнительно мало. Здесь они из-за недостатка места не приводятся. Кроме того, в этих схемах имеются специальные, например комплексные или модулирующие, преобразователи, что вызывает при моделировании дополнительные трудности.

7. Представление трансформатора в системе $\alpha\beta 0$

В большинстве случаев необходимо определить токи и напряжения на стороне низшего напряжения трансформатора при каких-либо нарушениях режима на стороне высшего напряжения. Отметим, что если обмотки трансформатора соединены не по схеме λ/λ или Δ/Δ, то токи и напряжения на стороне низшего напряжения трансформатора распределяются по фазам иначе, чем на стороне высшего напряжения. Для того, чтобы исследовать такие процессы аналитически или на модели, ниже рассмотрим эквивалентную схему, с помощью которой можно исследовать в системе αβ0 режимы в трансформаторах с любой группой соединения обмоток.

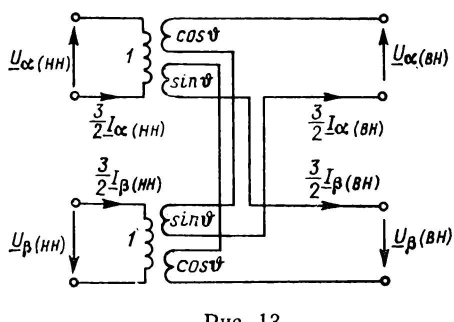


Рис. 13

Вне зависимости от частоты напряжение обмотки низшего напряжения какой-либо фазы отстает от напряжения обмотки высшего напряжения той же фазы в системе прямой последовательности на угол $\vartheta = k \cdot 30°$, а в системе обратной последовательности опережает на тот же угол. Для углов сдвига фаз и для напряжений на стороне высшего (ВН) и низшего (НН) напряжений имеют место следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \vartheta_1 &= k \cdot 30°; \quad \underline{U}_{1\,(\text{ВН})} = \underline{U}_{1\,(\text{НН})}\, e^{j\vartheta}; \\ \vartheta_2 &= -k \cdot 30°; \quad \underline{U}_{2\,(\text{ВН})} = \underline{U}_{2\,(\text{НН})}\, e^{-j\vartheta}. \end{aligned} \tag{46}$$

Используем уравнения для перехода из системы 120 к системе αβ0 (табл. 1). Подставив их в уравнение (46), получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\underline{U}_{\alpha\,(\text{ВН})} + \frac{j}{2}\underline{U}_{\beta\,(\text{ВН})} &= \left(\frac{1}{2}\underline{U}_{\alpha\,(\text{НН})} + \frac{j}{2}\underline{U}_{\beta\,(\text{НН})}\right)(\cos\vartheta + j\sin\vartheta); \\ \frac{1}{2}\underline{U}_{\alpha\,(\text{ВН})} - \frac{j}{2}\underline{U}_{\beta\,(\text{ВН})} &= \left(\frac{1}{2}\underline{U}_{\alpha\,(\text{НН})} - \frac{j}{2}\underline{U}_{\beta\,(\text{НН})}\right)(\cos\vartheta - j\sin\vartheta); \end{aligned} \tag{47}$$

$$\begin{aligned} \underline{U}_{\alpha\,(\text{ВН})} &= \underline{U}_{\alpha\,(\text{НН})}\cos\vartheta - \underline{U}_{\beta\,(\text{НН})}\sin\vartheta; \\ \underline{U}_{\beta\,(\text{ВН})} &= \underline{U}_{\alpha\,(\text{НН})}\sin\vartheta + \underline{U}_{\beta\,(\text{НН})}\cos\vartheta. \end{aligned} \tag{48}$$

Напряжения на стороне высшего напряжения $\underline{U}_\alpha$ и $\underline{U}_\beta$ выражены через напряжения $\underline{U}_\alpha$ и $\underline{U}_\beta$ на стороне низшего напряжения и через угол, определяемый группой соединения обмоток. Схема, соответствующая приведенной системе уравнений, представлена на рис. 13.

8. Пример эквивалентной схемы с использованием системы составляющих $\alpha\beta0$

Рассмотрим схему, состоящую из генератора G, трансформатора T, соединенного по схеме λ/Δ, и трехпроводной линии L (рис. 14), причем нулевая точка обмотки высшего напряжения трансформатора заземлена через сопротивление $\underline{Z}_\lambda$.

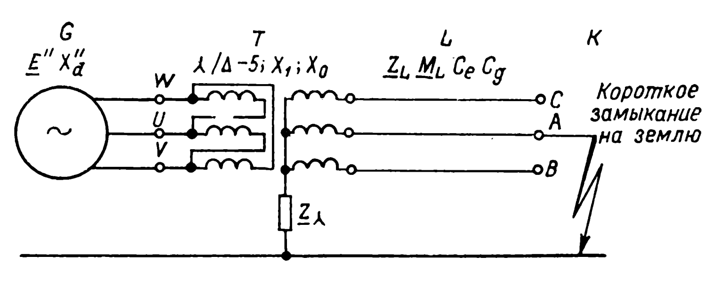


Рис. 14

Требуется построить в системе составляющих $\alpha\beta0$ эквивалентную схему для исследования неустановившихся режимов при внезапном коротком замыкании на землю провода A.

Для генератора заданы сверхпереходное напряжение $\underline{E}''$ и реактивное сопротивление X''_d. Реактивное сопротивление нулевой последовательности генератора здесь не имеет значения, так как на стороне низшего напряжения трансформатора нет заземленной нулевой точки. В соответствии с этим напряжения на зажимах генератора относительно земли в этом примере не определены.

Примем, что трансформатор имеет группу соединений λ/Δ-5; следовательно, напряжение на стороне низшего напряжения (генератора) отстает от напряжения на стороне высшего на угол 150°. Для трансформатора зададим также реактивные сопротивления короткого замыкания X_1 и нулевой последовательности X_0; при соединении обмоток трансформатора по схеме λ/Δ величина $X_0 \approx (0{,}8 \div 1) X_1$. Коэффициент трансформации примем равным 1 : 1. При коэффициенте трансформации, отличном от единицы, ход вычислений принципиально не изменяется.

Полное сопротивление $\underline{Z}_\lambda$ относится ко всем трем фазам в противоположность реактивному сопротивлению X_0, отнесенному к отдельным фазам. Сопротивление $\underline{Z}_\lambda$ примем достаточно малым, так что при коротком замыкании на стороне высшего напряжения через точку короткого замыкания и это сопротивление будет протекать ток короткого замыкания.

Для трехпроводной линии зададим полное сопротивление вдоль линии $\underline{Z}_L$ и взаимное полное сопротивление $\underline{M}_L$, а также емкость относительно земли C_e и взаимную емкость C_g между

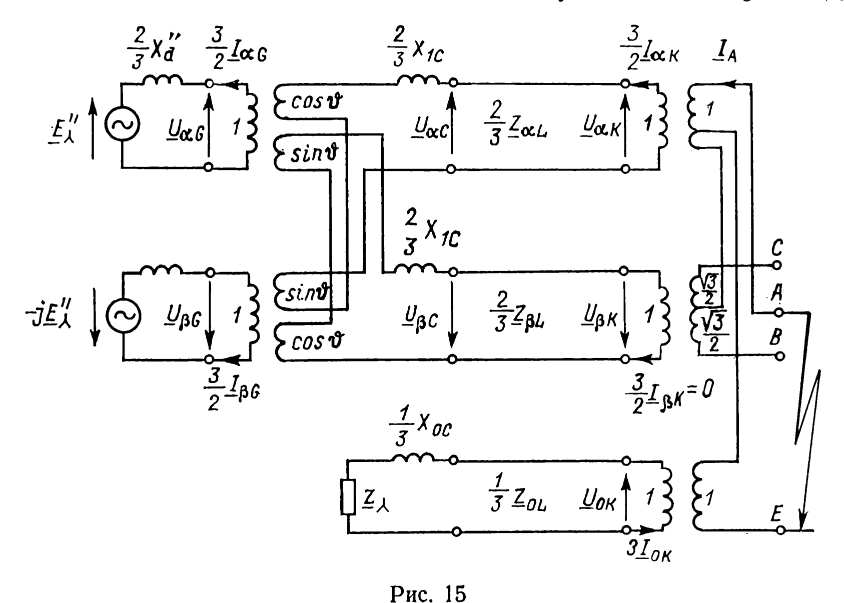


Рис. 15

проводами. При исследовании неустановившихся режимов в случае короткого замыкания на конце трехпроводной длинной линии практически достаточно учитывать лишь емкости проводов, а емкостями трансформатора и генератора можно пренебречь.

Перейдем теперь к эквивалентной схеме на рис. 15. Будем считать сверхпереходное напряжение генератора симметричным. С учетом этого предположения из табл. 1 получаем выражения для составляющих напряжения в системах α и β:

$$\underline{E}_\alpha = \frac{1}{2}\underline{E}_A - \frac{1}{3}\underline{E}_B - \frac{1}{3}\underline{E}_C = \left(\frac{2}{3} - \frac{1}{3}\underline{a}^2 - \frac{1}{3}\underline{a}\right)\underline{E}''_\lambda = \underline{E}''_\lambda;$$

(49)

$$\underline{E}_\beta = \frac{1}{\sqrt{3}} \underline{E}_B - \frac{1}{\sqrt{3}} \underline{E}_C = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\underline{a}^2 - \underline{a}\right) \underline{E}''_A = -j\underline{E}''_A.$$

Здесь $\underline{E}''_A$ напряжение в системе α, равное напряжению в исходной фазе A.

Для того чтобы имела место инвариантность выражения для мощности, т. е. чтобы мощность в эквивалентной схеме для составляющих $\alpha\beta0$ была та же, что и в исходной схеме, необходимо, чтобы токи в соответствующих системах были равны $^2/_3\underline{I}_{\alpha G}$ и $^2/_3\underline{I}_{\beta G}$, а реактивное сопротивление было равно $^3/_2X''_d$. Согласно уравнению (37), при наличии симметрии (в системе ABC), что для генератора предполагается само собой разумеющимся, реактивные сопротивления в системах α и β равны. В результате напряжения на зажимах в системах α и β

$$\underline{U}_{\alpha G} = \underline{E}''_A - \underline{I}_{\alpha G} \cdot jX''_d; \quad \underline{U}_{\beta G} = -j\underline{E}''_A - \underline{I}_{\beta G} \cdot jX''_d. \tag{50}$$

К зажимам генератора подключена эквивалентная схема трансформатора для составляющих $\alpha\beta0$, соответствующая рис. 13. Эта эквивалентная схема дополнительно содержит реактивные сопротивления короткого замыкания трансформатора, которые следует умножить на коэффициент $^2/_3$, аналогично тому, как это было сделано для реактивных сопротивлений генератора. В схеме для нулевой системы реактивное сопротивление равно $^1/_3X_{0C}$, напряжение $\underline{U}_0$ и ток $3I_0$, что соответствует определению нулевой последовательности (см. п. «б» § 5). Полное сопротивление между нулевой точкой обмотки ВН трансформатора и землею $\underline{Z}_A$ сохраняет свое прежнее значение; оно в соответствии со схемой (рис. 14) уже пересчитано на все три фазы.

Для проводов линии полные сопротивления в системах α, β и нулевой согласно уравнению (37) равны:

$$Z_{\alpha L} = Z_{\beta L} = Z_L - M_L; \quad Z_{0L} = Z_L + 2M_L. \tag{51}$$

При аналитическом исследовании неустановившихся процессов необходимо учитывать в системах α, β и нулевой также и емкости относительно земли, причем при длинных линиях индуктивности и емкости эквивалентируются, как обычно для линии с распределенными параметрами, в виде цепной схемы. Следует отметить, что аналогично тому, как полные сопротивления в эквивалентной схеме (рис. 15) умножены нами на определенные коэффициенты и имеют вид $^2/_3Z_\alpha$, $^2/_3Z_\beta$ и $^1/_3Z_0$, емкости должны иметь вид $^3/_2C_\alpha$, $^3/_2C_\beta$ и $3C_0$, так как коэффициенты при проводимостях и полных сопротивлениях взаимнообратны. В результате получаем

$$C_{\alpha L} = C_{\beta L} = C_e + 3C_g; \quad C_{0L} = C_e. \tag{52}$$

При однофазном коротком замыкании имеет место несимметричный режим, который не может быть аналитически описан и представлен на модели в системе $\alpha\beta 0$. Поэтому оказывается необходимым подключить к зажимам проводов в системах α, β и нулевой схему, представленную на рис. 12, и тем самым сделать доступными зажимы A, B, C, E.

Зажимы B и C на стороне высокого напряжения, где имеет место короткое замыкание, свободны; ток через них не течет.

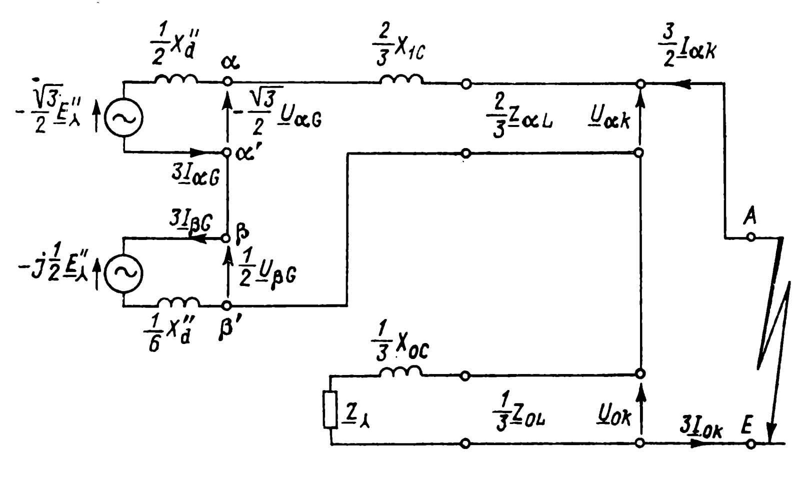


Рис. 16

Из этого следует, что система β линии и схемы на стороне высокого напряжения трансформатора всегда обесточена, поэтому система β не входит в уравнения для расчета токов и напряжений на стороне генератора. Вследствие этого она может быть исключена в окончательном варианте эквивалентной схемы (рис. 16). При этом оказывается возможным исключить из схемы все преобразователи.

Для эквивалентной схемы трансформатора в системе составляющих $\alpha\beta 0$ с учетом заданной группы соединений обмоток трансформатора имеем

$$\vartheta = 150^\circ; \quad \cos\vartheta = -\sqrt{3}/2; \quad \sin\vartheta = 1/2. \tag{53}$$

Для того чтобы исключить преобразователь $1/\cos\vartheta$, необходимо в системе α на стороне генератора умножить напряжения на коэффициент $\cos 150^\circ$, токи — на коэффициент $1/\cos 150^\circ$, а полные сопротивления — на коэффициент $\cos^2 150^\circ$; соответственно в системе β коэффициент для напряжения равен $\sin 150^\circ$, тока $1/\sin 150^\circ$, полного сопротивления $\sin^2 150^\circ$.

Преобразователи, необходимые для построения эквивалентной схемы, имеют общий коэффициент трансформации, равный 1 : 1. Ими можно пренебречь, не пересчитывая напряжений и токов. В этой связи следует отметить, что исключение преобразователей между двумя гальванически не связанными участками сети возможно лишь в случае, когда в результате такого исключения имеет место не более чем одно гальваническое соединение между этими участками сети. Это следует всегда учитывать при построении сложных эквивалентных схем.

Как уже отмечалось, в эквивалентной схеме отсутствует участок β между стороной высшего напряжения трансформатора и точкой короткого замыкания, по которому не течет ток. В остальном, однако, токи и напряжения, а также полные сопротивления относительно места короткого замыкания не преобразуются. В точке короткого замыкания можно измерить, следовательно, истинные значения тока короткого замыкания и напряжения между проводом A и землей до возникновения короткого замыкания и после его устранения. Эти напряжения и токи равны:

$$\begin{gathered} \underline{E} = -\left(\frac{\sqrt{3}}{2} + j\frac{1}{2}\right)\underline{E}''_{\lambda} = \underline{E}_{\lambda}; \\ \operatorname{arc}\underline{E} = \operatorname{arctg}\frac{-1/2}{-\sqrt{3}/2} = -150^\circ = -\vartheta; \\ \underline{Z}_k = \frac{2}{3}\left(jX''_d + jX_{1T} + \underline{Z}_{\alpha L}\right) + \frac{1}{3}\left(\underline{Z}_{0T} + 3\underline{Z}_{\lambda} + \underline{Z}_{0L}\right); \\ \underline{I}_k = \frac{\underline{E}}{\underline{Z}_k}. \end{gathered} \tag{54}$$

Из соотношений (54) следует, что если пренебрегать изменением фазы напряжения, не имеющим в общем случае значения, ток короткого замыкания и напряжение в точке короткого замыкания не зависят от группы соединения обмоток трансформатора. Следовательно, если требуется определить токи и напряжения в точке короткого замыкания, то трансформатор может быть в эквивалентной схеме представлен посредством полных сопротивлений короткого замыкания, вычисленных для группы соединений λ/λ. Это существенно упрощает эквивалентную схему.

Для токов генератора в системах α и β имеют место соотношения

$$\sqrt{3}\,\underline{I}_{\alpha G} = 3\underline{I}_{\beta G} \quad \text{или} \quad \underline{I}_{\beta G} = \frac{1}{\sqrt{3}}\underline{I}_{\alpha G}. \tag{55}$$

Используя их, с помощью уравнений из табл. 1 можно вычислить токи в трех фазах генератора (при $\underline{I}_0=0$):

$$\underline{I}_U=\underline{I}_\alpha;\quad \underline{I}_V=\frac{1}{2}\underline{I}_\alpha+\frac{\sqrt{3}}{2}\underline{I}_\beta=0;$$
$$\underline{I}_W=-\frac{1}{2}\underline{I}_\alpha-\frac{\sqrt{3}}{2}\underline{I}_\beta=-\underline{I}_\alpha=-\underline{I}_U. \tag{56}$$

Токи в фазах U, W равны и направлены противоположно. Они определяются через токи $\underline{I}_\alpha$, $\underline{I}_\beta$, которые можно измерить на эквивалентной схеме или определить из осциллограммы.

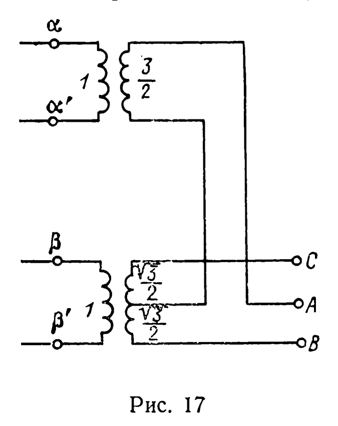


Рис. 17

Установившиеся значения напряжения можно вычислить из напряжений в системах α и β по эквивалентной схеме. Если же мы хотим исследовать с помощью эквивалентной схемы неустановившиеся процессы, используя, например, данные осциллограмм, то к зажимам α, α' и β, β' следует подключить эквивалентную схему без нулевой системы; такая схема представлена на рис. 17. В этом специальном случае (см. рис. 16) следовало бы заменить обмоточные коэффициенты 1 на $-\sqrt{3}/2$ и $-1/2$. Эта эквивалентная схема обеспечивает возможность вывести зажимы на любом участке схемы, представленной в системе αβ0, измерить напряжение либо подключить к ним несимметричные полные сопротивления. В последнем случае, к которому относятся также и короткие замыкания, при измерениях на моделях должны быть использованы весьма дорогие преобразователи, которые необходимо подобрать так, чтобы их полное сопротивление холостого хода или короткого замыкания не влияло на результаты измерений.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

РАЗМЫКАНИЕ В ЦЕПИ ТРЕХФАЗНОГО ТОКА

Исходными параметрами процесса размыкания в цепи трехфазного тока являются установившиеся, как правило, симметричные токи и напряжения. На них накладываются свободные токи и напряжения, которые в ходе переходного процесса переводят систему в новое установившееся состояние.

1. Общие зависимости

В симметричной цепи трехфазного тока, изображенной в табл. 1, питающие напряжения смещены относительно друг друга на 120°. Для проводов B и C в схеме на это указывает умножение установленного для провода A питающего напряжения U_λ на комплексный оператор $a=e^{-j2\pi/3}$. Если разложить питающее напряжение на симметричные составляющие, то для нижеследующих аналитических выкладок будут справедливы следующие предпосылки:

$$\underline{E}_1=\underline{U}_\lambda;\quad \underline{E}_2=\underline{E}_0=0;\quad \underline{Z}_1=\underline{Z}_2.$$

Питающее напряжение $\underline{E}_1$ в системе прямой последовательности равно фазному напряжению U_λ, а питающие напряжения $\underline{E}_0$ в системе нулевой последовательности и $\underline{E}_2$ в системе обратной последовательности равны нулю. Цепь трехфазного тока содержит полное сопротивление прямой последовательности $\underline{Z}_1$, которое обычно принимается равным полному сопротивлению обратной последовательности $\underline{Z}_2$. Только при коротких замыканиях в непосредственной близости от генераторов необходимо учитывать, что полное сопротивление обратной последовательности генератора отличается от его полного сопротивления прямой последовательности. У всех других электротехнических устройств, за исключением электродвигателей, которые в этом отношении имеют аналогичные генераторам свойства, полные сопротивления прямой и обратной последовательности равны между собой. Определение полного сопротивления нулевой последовательности было дано выше; для него с элементами электрической цепи по табл. 1 справедливо соотношение

$$\underline{Z}_0=\underline{Z}_1+3\underline{Z}_r. \tag{1}$$

При симметричном питающем напряжении и симметричных полных сопротивлениях все три тока также равны и сдвинуты относительно друг друга по фазе на 120°. Ток во всех трех проводах равен фазному напряжению, поделенному на полное сопротивление прямой последовательности. Токи также циклично симметричны. Полные сопротивления в табл. 1 подключены последовательно к источнику напряжения, что представляет собой короткое замыкание. Если полное сопротивление расположено по правую сторону выключателя, то оно представляет собой нагрузку. На ход расчетов положение полного сопротивления никакого влияния не оказывает.

Нормальный процесс размыкания в сети трехфазного тока складывается, как правило, из трех следующих друг за другом

Таблица 1

Напряжения и токи в симметричной трехфазной цепи при размыкании в одной или нескольких фазах

Токи перед размыканием		а) $\underline{I}_A = \frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1}$; $\underline{I}_B = \underline{a}^2 \frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1}$; $\underline{I}_C = \underline{a} \frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1}$	
Размыкание в одной или двух фазах		б)	в)
нейтрали	Отношение $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$ произвольное	$\underline{U}_A = \frac{3}{2} U_\lambda \frac{1}{1 + {}^1/_2\, \underline{Z}_1/\underline{Z}_0}$; $\underline{I}_B = -j \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1} \frac{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 - \underline{a}}{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 + {}^1/_2}$; $\underline{I}_C = j \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1} \frac{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 - \underline{a}^2}{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 + {}^1/_2}$	$\underline{I}_A = \frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1} \frac{3}{2 + \underline{Z}_0/\underline{Z}_1}$; $\underline{U}_B = j\underline{a}\sqrt{3}\, U_\lambda \frac{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 - \underline{a}^2}{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 + 2}$; $\underline{U}_C = -j\underline{a}^2\sqrt{3}\, U_\lambda \frac{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 - \underline{a}}{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 + 2}$
	$\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$ произвольное при неисправно-	$\underline{U}_A = \frac{3}{2} U_\lambda$;	$\underline{I}_A = 0$;

Вид заземления				
	сти без касания земли; $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 \to \infty$ при гашении замыкания на землю		$\underline{I}_B = -j\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1}$; $\underline{I}_C = j\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1}$	$\underline{U}_B = j\underline{a}\sqrt{3}\,U_\lambda$; $\underline{U}_C = -j\underline{a}^2\sqrt{3}\,U_\lambda$
	Эффективное заземление нейтрали при неисправности с касанием земли	$\frac{\underline{Z}_0}{\underline{Z}_1} = 4$	$\underline{U}_A = 1{,}30U_\lambda$; $\underline{I}_B = 0{,}883\frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1}e^{-j101°}$; $\underline{I}_C = 0{,}883\frac{U_\lambda}{\underline{Z}^1}e^{-j101°}$	$\underline{I}_A = \frac{1}{2}\frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1}$; $\underline{U}_B = 1{,}30U_\lambda e^{-j139°}$; $\underline{U}_C = 1{,}30U_\lambda e^{-j139°}$
		$\frac{\underline{Z}_0}{\underline{Z}_1} = 1$	$\underline{U}_A = U_\lambda$; $\underline{I}_B = \underline{a}^2\frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1}$; $\underline{I}_C = \underline{a}\frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1}$	$\underline{I}_A = \frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1}$; $\underline{U}_B = \underline{a}^2U_\lambda$; $\underline{U}_C = \underline{a}U_\lambda$
Напряжения после размыкания в трех фазах		г)		$\underline{U}_A = U_\lambda$; $\underline{U}_B = \underline{a}^2U_\lambda$; $\underline{U}_C = \underline{a}U_\lambda$

выключений токов I_A, I_B и I_C. Токи в трех проводах прерываются не одновременно, так как в течение интервалов времени, которые еще будут исследованы ниже, они переходят через нуль; отметим, что выключатели могут размыкать большие токи только во время их перехода через нуль. Следовательно, при отключении трехфазного короткого замыкания сперва размыкается только один полюс, после чего в течение некоторого короткого времени сохраняется двухфазное короткое замыкание. Затем, во время следующего перехода тока через нуль обычно происходит следующее размыкание в одной из двух других фаз; наконец, при последнем переходе тока через нуль размыкается третий полюс выключателя и короткое замыкание или нагрузка полностью отключается. Этот процесс происходит в течение очень короткого времени, однако достаточного для того, чтобы в каждом из трех проводов мог осуществляться переход тока через нуль.

В табл. 1 в схеме *а* все три провода замкнуты, в схеме *б* разомкнут провод *A*, а в схеме *в* разомкнуты провода *B* и *C*. Режимы выключения выбирались таким образом, чтобы во всех случаях получалась симметричная картина относительно опорной фазы *A* для того, чтобы таким путем упростить расчет. В условиях эксплуатации, конечно, сперва будет размыкаться, например, фаза *A*, затем фаза *C* и, наконец, фаза *B*. Однако можно очень просто путем поворота векторов пересчитать коммутации также и на другие фазы.

Переход из одного режима коммутации в другой, т. е. размыкание отдельных полюсов выключателя в определяемой током последовательности, не остается без влияния на полюсы, не участвующие в данном процессе коммутации в соответствующий момент времени. Отключение, например, на полюсе *A* приводит к изменению токов на полюсах *B* и *C*. Отключение второго полюса опять-таки приводит к изменению напряжения на первом полюсе. Поэтому ниже рассмотрим более подробно токи и напряжения в отдельных режимах коммутации.

а. **Выключатель с тремя замкнутыми полюсами** (табл. 1, *а*). Как уже упоминалось, при этом может иметь место трехфазное короткое замыкание или нагрузка всех трех фаз. Ток нагрузки оказывает на выключатель тепловое воздействие, а ток короткого замыкания — тепловое и динамическое. Как тепловые, так и динамические воздействия представляют большой интерес для расчета выключателей от момента появления неисправности вплоть до ее полного отключения.

Следует еще упомянуть, что в случае трехфазного короткого замыкания не имеет значения, заземлена нейтраль сети либо генератора и (или) нулевая точка неисправности или нет. В симметричной сети трехфазного тока земля обратного тока

не проводит, даже если она на обоих концах соединена с нейтралью сети или нагрузки.

б. **Выключатель с одним разомкнутым полюсом** (табл. 1, *б*). Выключатель с одним разомкнутым полюсом представляет собой асимметрию в сети. Напряжение $\underline{U}_A$, восстанавливающееся на разрывном промежутке, и токи $\underline{I}_B$ и $\underline{I}_C$, протекающие через еще замкнутые полюса выключателя, рассчитывают с помощью симметричных составляющих. По табл. 1 в главе 2 основные уравнения для напряжений $\underline{U}_B$ и $\underline{U}_C$, которые (ввиду того, что эти полюсы выключателя замкнуты) равны нулю, имеют вид

$$\begin{array}{l|r} \underline{U}_B=\underline{U}_0+\underline{a}^2\underline{U}_1+\underline{a}\underline{U}_2=0; & +1 \\ \underline{U}_C=\underline{U}_0+\underline{a}\underline{U}_1+\underline{a}^2\underline{U}_2=0; & -1 \\ \hline (\underline{a}^2+\underline{a})\,\underline{U}_1+(\underline{a}-\underline{a}^2)\,\underline{U}_2=0; & \\ \underline{U}_2=\underline{U}_1. & \end{array} \tag{2}$$

Отсюда в качестве первого условия вытекает равенство напряжений в системах прямой и обратной последовательности. Если это учесть в верхнем уравнении, то получится

$$\begin{gathered} \underline{U}_0+(\underline{a}^2+\underline{a})\,\underline{U}_1=0; \\ \underline{U}_0-\underline{U}_1=0; \\ \underline{U}_0=\underline{U}_1=\underline{U}_2. \end{gathered} \tag{3}$$

Следовательно, все три напряжения в системах прямой, обратной и нулевой последовательности равны между собой. Применим теперь основное уравнение симметричных составляющих для тока и получим

$$\underline{I}_A=\underline{I}_0+\underline{I}_1+\underline{I}_2=-\frac{\underline{U}_0}{\underline{Z}_0}+\frac{\underline{E}_1-\underline{U}_1}{\underline{Z}_1}-\frac{\underline{U}_2}{\underline{Z}_2}=0. \tag{4}$$

Как упоминалось вначале, полное сопротивление прямой последовательности можно приравнять к полному сопротивлению обратной последовательности ($\underline{Z}_1=\underline{Z}_2$), в результате чего уравнение (4) упростится до следующего:

$$\frac{\underline{E}_1}{\underline{Z}_1}=\frac{\underline{U}_1}{\underline{Z}_1}\left(\frac{\underline{Z}_1}{\underline{Z}_0}+2\right). \tag{5}$$

Далее питающее напряжение в системе прямой последовательности приравнивается к питающему фазному напряжению ($\underline{E}_1=\underline{U}_\lambda$), откуда для $\underline{U}_1$ получается следующее выражение:

$$\underline{U}_1=\frac{\underline{U}_\lambda}{2+\underline{Z}_1/\underline{Z}_0}. \tag{6}$$

Из уравнений (3) и (6) с использованием основного уравнения симметричных составляющих получим

$$\underline{U}_A = \underline{U}_0 + \underline{U}_1 + \underline{U}_2 = 3\underline{U}_1 = \frac{3}{2} U_\lambda \frac{1}{(1 + {}^1/_2 \underline{Z}_1/\underline{Z}_0)}. \quad (7)$$

Это уравнение также приведено в табл. 1 (для схемы *б*). Затем рассчитывается ток в проводах *B* и *C*, для чего используется основное уравнение для тока $\underline{I}_B$:

$$\underline{I}_B = \underline{I}_0 + \underline{a}^2 \underline{I}_1 + \underline{a}\,\underline{I}_2 = -\frac{\underline{U}_1}{\underline{Z}_0} + \underline{a}^2 \frac{U_\lambda - \underline{U}_1}{\underline{Z}_1} - \underline{a}\frac{\underline{U}_1}{\underline{Z}_1}. \quad (8)$$

После некоторых преобразований имеем:

$$\underline{I}_B = \frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1} \cdot \frac{2\underline{a}^2 + \underline{a}^2 \underline{Z}_1/\underline{Z}_2 - \underline{Z}_1\underline{Z}_0 + 1}{2 + \underline{Z}_1\underline{Z}_0}; \quad (9)$$

отсюда получается следующее выражение для тока в проводе *B*:

$$\underline{I}_B = -j\frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{U_\lambda}{\underline{Z}_1} \cdot \frac{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 - \underline{a}}{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 + {}^1/_2}. \quad (10)$$

Соответствующим образом можно рассчитать ток в проводе *C*. Эти формулы также приведены в табл. 1.

Необходимо более подробно исследовать данную схему и выведенные из нее зависимости. В табл. 1 приведено отношение полного сопротивления нулевой последовательности к полному сопротивлению прямой последовательности. Для произвольного отношения Z_0/Z_1 приведены зависимости, соответствующие общему случаю. Отношение $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 \to \infty$ справедливо, если имеет место неисправность без касания земли, т. е. когда прервана связь между нулевой точкой неисправности и сопротивлением фаз *R* или когда следует принять, что полное сопротивление $\underline{Z}_r \to \infty$ и, следовательно, также полное сопротивление $\underline{Z}_0 \to \infty$. Отношение $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 = 4$ может иметь место в эффективно заземленных сетях тогда, когда нежелательно, чтобы токи однофазного короткого замыкания превышали токи трехфазного короткого замыкания. Отношение $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 = 1$ может ожидаться в некоторых случаях в эффективно заземленных сетях, если заземлены многочисленные нейтрали трансформаторов. Однако как отношение $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 = 4$, так и отношение $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 = 1$ будет результативно для расчета напряжения $\underline{U}_A$ и токов I_B и I_C лишь в том случае, если заземлена не только нейтраль сети, но и нулевая точка неисправности. Для сетей с ограничением токов за-

мыкания на землю или со свободной нейтралью можно приближенно принять $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 \to \infty$. Следует, однако, учитывать, что в разветвленных сетях со свободной нейтралью, т. е. большой емкостью в системе нулевой последовательности, $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$ становится безусловно конечным и к тому же отрицательным.

Напряжение $\underline{U}_A$ и токи I_B и I_C рассчитаны для разных отношений $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$ и внесены в табл. 1. При трехполюсной неисправности без касания земли, или в сети с ограничением токов замыкания на землю, или же со свободной нейтралью напряжение на первом полюсе выключателя становится равным 1,5-кратному фазному напряжению. Токи в проводах B и C соответствуют $\sqrt{3}/2$-кратному току трехфазного короткого замыкания. Это одновременно ток двухфазного короткого замыкания. В сети с эффективным заземлением нейтрали напряжение на первом гасящем полюсе выключателя не будет превышать 1,3-кратного фазного напряжения в том случае, если предположить, что образуются только короткие замыкания с касанием земли. Поскольку в сетях, как правило, многофазное короткое замыкание начинается в однофазного замыкания на землю или с короткого замыкания на землю, вышеуказанное предположение безусловно является справедливым по крайней мере для 95% неисправностей.

В то время как напряжение на первом гасящем полюсе выключателя с уменьшением отношения $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$, т. е. с повышением эффективности заземления нейтрали, постепенно снижается и выключатель разгружается восстанавливающимся напряжением, ток в еще замкнутых полюсах B и C возрастает. При неисправностях без касания земли или в сетях с ограничением токов замыкания на землю и свободной нейтралью протекает, как уже упоминалось, ток двухфазного короткого замыкания. В сетях с эффективным заземлением нейтрали и немногими заземленными нейтралями трансформаторов достигается максимально 90% тока двухфазного короткого замыкания. В сетях с эффективным заземлением и многочисленными заземленными нейтралями трансформаторов ток двухфазного короткого замыкания может достичь тока трехфазного короткого замыкания и при определенных условиях даже превышает последний.

в. **Выключатель с двумя разомкнутыми полюсами** (табл. 1, *в*). В схеме *в* предполагается, что разомкнут также и второй полюс выключателя. Уравнения для токов в еще замкнутом полюсе и напряжений на уже разомкнутых полюсах выключателя приведены в табл. 1. Эти зависимости здесь не выводились, поскольку они рассчитываются таким же образом, как и для напряжения $\underline{U}_A$ и тока $\underline{I}_B$ в схеме *б*. При неисправ-

ности без касания земли или при ограничении токов замыкания на землю, а также в сетях со свободной нейтралью ток на полюсе выключателя почти равен нулю. В случае ограничения токов замыкания на землю ток на полюсе равен только остаточному току, а при свободной нейтрали — емкостному току замыкания на землю. В обоих случаях это представляет собой незначительную нагрузку на выключатель. Напряжения на обоих разомкнутых полюсах выключателя в случае ограничения тока замыкания на землю при свободной нейтрали или после отключения трехфазного короткого замыкания без касания земли равны для каждого полюса 3-кратному фазному напряжению, т. е. линейному напряжению. В сетях с эффективным заземлением нейтрали и немногими заземленными нейтралями трансформаторов протекает ток, равный приблизительно половине тока трехфазного короткого замыкания, а напряжение на разомкнутых полюсах выключателя равно примерно 1,3-кратному фазному напряжению. При неисправностях в сети с эффективным заземлением нейтрали и многими заземленными нейтралями трансформаторов через еще замкнутый полюс выключателя протекает ток того же порядка, что и ток трехфазного короткого замыкания: восстанавливающееся напряжение на обоих разомкнутых полюсах равно приблизительно фазному напряжению.

Остается еще упомянуть, что схема в табл. 1 в равной мере выражает также условия для второго гасящего полюса при отключении трехфазного короткого замыкания, для первого гасящего полюса при отключении двухфазного короткого замыкания, а также для тока неисправности и напряжений здоровых проводов относительно земли при однофазном коротком замыкании.

г. **Цепь с тремя разомкнутыми полюсами** (табл. 1, *г*). На схеме *г* изображена, наконец, та же самая цепь, у выключателя которой разомкнуты все три полюса. Цепь трехфазного тока опять-таки полностью симметрична, токи равны нулю. На каждом разрывном промежутке напряжение равно фазному напряжению. В каждом отдельном полюсе фазные напряжения смещены относительно друг друга на 120°.

Для расчета переходного процесса можно, исходя из размыкающего (или замыкающего) полюса выключателя, определить эквивалентное полное сопротивление сети (см. также главу 2). При этом рассчитанные в данном § 1 напряжения должны подставляться в качестве питающих напряжений с рабочей частотой.

2. Трехфазная электрическая цепь с активным сопротивлением

Отключение трехфазной электрической цепи с чисто активным сопротивлением происходит без перенапряжений путем полного разрыва тока или с обратными зажиганиями дуги

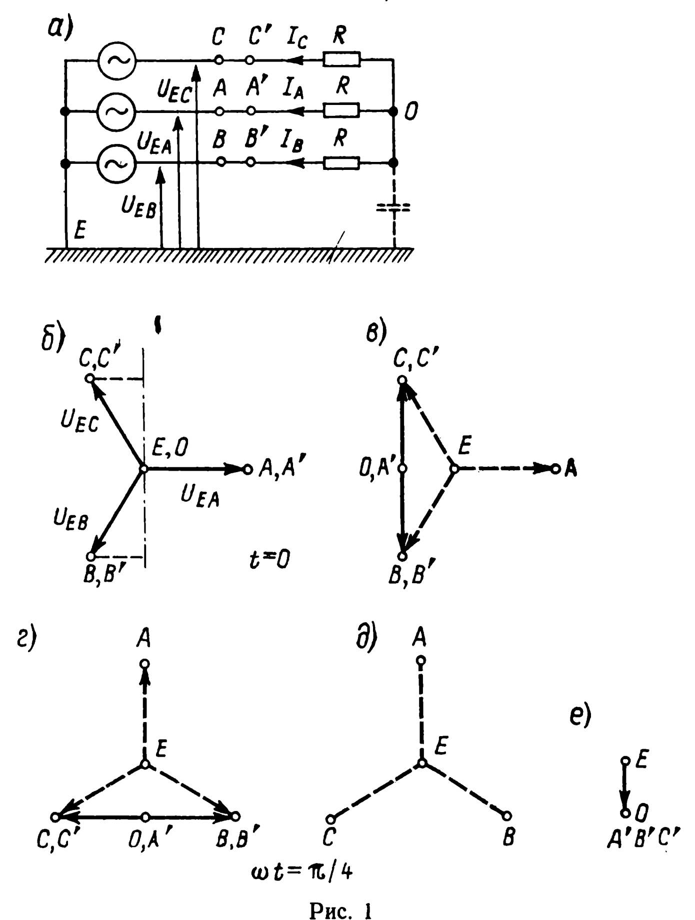


Рис. 1

вследствие сохраняющегося заряда и в условиях практической эксплуатации обычно никаких проблем не создает. На рис. 1, *а* приведена схема с трехфазным источником напряжения, изображенным в виде трех однофазных источников напряжения с равными сопротивлениями. При отключении нагрузки нейтраль сети можно считать заземленной независимо от того, действительно ли заземлена сеть или же она работает с ограни-

чением токов замыкания на землю либо со свободной нейтралью. Это допустимо при условии, что между нулевой точкой O нагрузки и землей находится только небольшая емкость данного участка сети. Напряжения предполагаются синусоидальными, соответствующие зависимости таковы:

$$\underline{U}_{EA}=\underline{U}_{\lambda}=\hat{U}_{\lambda}\sin\omega t;$$

$$\underline{U}_{EB}=\underline{a}^2\underline{U}_{\lambda}=\hat{U}_{\lambda}\sin(\omega t-2\pi/3);$$

$$\underline{U}_{EC}=\underline{a}\,\underline{U}_{\lambda}=\hat{U}_{\lambda}\sin(\omega t+2\pi/3).$$

Пусть в векторной диаграмме на рис. 1, *б* мгновенное значение напряжений равно проекции на вертикальную ось. В указанный момент времени $t=0$ напряжение на проводе A как раз равно нулю, а на проводах B, C оно равно $\sqrt{3}/2$-кратному фазному напряжению с разными знаками. Средняя точка нагрузки имеет в нормальном симметричном режиме потенциал земли.

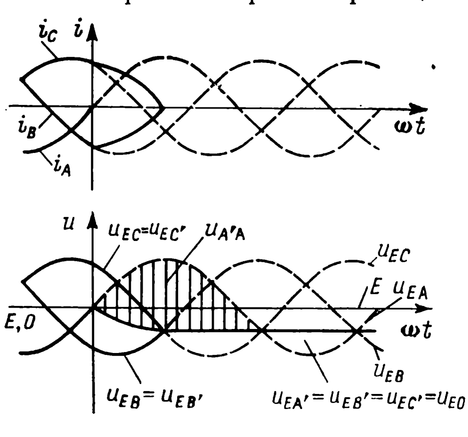


Рис. 2

Для токов практически справедлива такая же векторная диаграмма, как и для напряжений, и поэтому она здесь не приводится.

На рис. 2 приведены кривые изменения мгновенных значений напряжения. В момент времени $t=0$ напряжение на проводе A равно нулю и, следовательно, ток в проводе A в это мгновение также равен нулю. Полюс выключателя AA' может размыкаться, напряжение начиная с этого момента времени имеется только между зажимами B и C (см. векторную диаграмму на рис. 1, *в*). Средняя точка нагрузки принимает теперь потенциал, лежащий точно между потенциалами точек B и C, а потенциала земли она больше не имеет.

Напряжение между проводами B и C направлено перпендикулярно первоначальному напряжению провода A. То же самое относится теперь и к току в фазах B и C по отношению к току в фазе A при трехфазном режиме работы. Следующий переход тока через нуль происходит, следовательно, в момент времени, соответствующий $\omega t=\pi/2$. При этом мгновенное значение на-

пряжения между B и C равно нулю и ток прерывается именно в этот момент.

Зажимы A', B' и C' теперь полностью отключены от источника напряжения. Если предположить, что емкость цепи еще может в течение некоторого времени поддерживать постоянное напряжение, показываемое векторной диаграммой на рис. 1, *е*, на уровне половины фазного напряжения, то все три зажима будут иметь этот потенциал относительно земли. Это вытекает также из приведенных кривых изменения мгновенных значений напряжения. На рис. 2, *б* в виде заштрихованного участка изображено напряжение, восстанавливающееся между зажимами A и A' полюса AA'. Характерным для этого восстанавливающегося напряжения является то, что в максимуме оно проходит через 1,5-кратное амплитудное значение питающего фазного напряжения и после перехода тока через нуль начинается с крутизны нарастания, равной только 1,5-кратной крутизне нормального фазного напряжения с рабочей частотой при переходе через нулевое значение. Выключатель выдерживает этот процесс без каких-либо трудностей.

Мы не будем здесь рассматривать процесс отключения в трехфазной цепи также и при индуктивной нагрузке. Отличие по сравнению с электрической цепью с активным сопротивлением заключается в том, что здесь ток отстает от напряжения на 90°, вследствие чего при размыкании в момент перехода тока через нуль сразу же после этого амплитудное значение напряжения с рабочей частотой будет приложено к только что разомкнутому полюсу выключателя. Это напряжение, которое при свободной нейтрали также равно 1,5-кратному фазному напряжению, а при заземленной нейтрали, как правило, падает почти что до фазного напряжения, более подробно анализировалось в § 1. Интерес представляет еще процесс, происходящий при отключении трехфазной емкостной электрической цепи, который рассматривается в следующем параграфе.

3. Трехфазная емкостная электрическая цепь

В конденсаторе ток опережает напряжение на 90°. Если ток прерывается во время своего естественного перехода через нуль, то напряжение проходит в этот момент как раз через свое амплитудное значение. Это напряжение на емкости соответствует определенному заряду, который сохраняется в конденсаторе после размыкания выключателя. Сам конденсатор поддерживает свое напряжение в течение нескольких секунд почти неизменным. Затем питающее напряжение периодически изменяется и при этом также проходит через амплитудное значение с про-

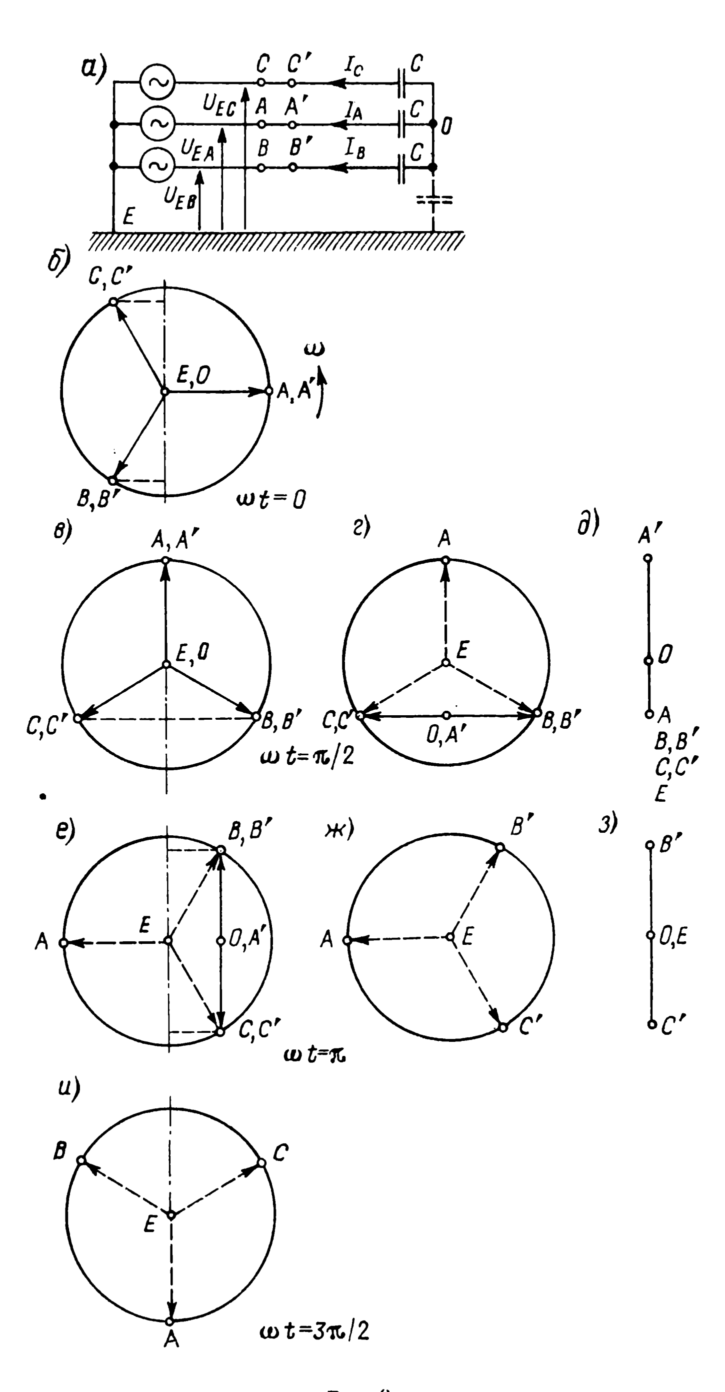

а)
C
C′
I_C
C
U_{EC}
A
A′
I_A
C
0
U_{EA}
B
B′
I_B
C
U_{EB}
E
б)
C, C′
E, 0
A, A′
ω
B, B′
ωt = 0
в)
A, A′
E, 0
C, C′
B, B′
ωt = π/2
г)
A
E
C, C′
B, B′
0, A′
д)
A′
0
A
B, B′
C, C′
E
е)
B, B′
E
A
0, A′
C, C′
ωt = π
ж)
B′
A
E
C′
з)
B′
0, E
C′
и)
B
C
E
A
ωt = 3π/2

Рис. 3

тивоположным знаком, так что к разомкнутому выключателю при отключении конденсатора может быть приложено максимально удвоенное амплитудное значение питающего напряжения. При размыкании трехфазной емкостной электрической цепи эти процессы являются несколько более сложными. На рис. 3 показана такая трехфазная цепь с симметричным источником напряжения, представленным в виде однофазных источников напряжения, аналогичных источникам на рис. 1. Все три емкости C равны между собой и, следовательно, средняя точка O трех конденсаторов имеет в нормальном симметричном режиме потенциал земли. Для того чтобы после полного отключения еще можно было определять потенциалы, между средней точкой O трех конденсаторов и землей E в схеме учитывается емкость батареи, которая, однако, очень мала в сравнении с емкостью каждого из трех конденсаторов и, таким образом, не оказывает никакого влияния на процесс отключения.

На векторной диаграмме, приведенной на рис. 3, *б* для $\omega t = 0$, указаны питающие напряжения трех фаз. Буквы, внесенные в векторную диаграмму рис. 3, *б*, обозначают потенциал соответствующих точек в момент времени $t=0$. Мгновенное значение всех потенциалов или напряжений равно проекции векторов на вертикальную штрих-пунктирную ось. Напряжение провода A является синусной функцией и, следовательно, его мгновенное значение в момент времени $t=0$ равно нулю. Векторная диаграмма вращается с круговой частотой ω, вследствие чего при частоте 50 Гц угол 90° соответствует времени $t=5$ мс. Для этого угла (соответствующего $\omega t=\pi/2$) векторная диаграмма изображена на рис. 3, *в*. Напряжение на проводе A достигло теперь как раз своего амплитудного значения, а напряжения на проводах B и C равны половине фазного напряжения. Кривые изменения напряжений приведены на рис. 4 и 5.

Теперь, в момент времени, соответствующий $\omega t=\pi/2$, разомкнем полюс A выключателя. При этом векторную диаграмму по рис. 3, *в* можно представить в виде двух векторных диаграмм, а именно векторной диаграммы по рис. 3, *г* для переменных напряжений, продолжающих действовать после размыкания полюса A в емкостной цепи, две фазы которой еще находятся под напряжением, и векторной диаграммы по рис. 3, *д* для остаточного заряда конденсатора после отключения полюса A. Правда, векторная диаграмма по рис. 3, *д* «вращается» с угловой скоростью, равной нулю, и соответствует только постоянным во времени напряжениям. Векторная диаграмма по рис. 3, *г* указывает, например, на то, что полюс AA' разомкнут и что теперь напряжение имеется только между полюсами B' и C', причем средняя точка O конденсаторной батареи имеет по отношению к переменному напряжению половину потенциала точек B' и C'.

Поскольку полюс AA' разомкнут, точка A' имеет относительно переменного напряжения тот же потенциал, что и точка O. Исходной точкой для всех векторных диаграмм является точка E с потенциалом земли.

Векторная диаграмма на рис. 3, *д* дополняет мгновенные значения, установленные по векторной диаграмме на рис. 3, *г*, до векторной диаграммы на рис. 3, *в*, действительной для момента времени непосредственно перед отключением. Это означает, что в векторной диаграмме точки A и A' имеют тот же потенциал. В векторной диаграмме на рис. 3, *г* напряжение между точками A и A' равно 1,5-кратному фазному напряжению. Это смещение переменного напряжения компенсируется определяемым из векторной диаграммы рис. 3, *е* постоянным напряжением между точками A и A', также равным 1,5-кратному фазному напряжению, но с противоположным знаком, так что в момент времени, соответствующий $\omega t=\pi/2$, точки A и A' еще сохраняют тот же потенциал.

В течение последующего времени векторная диаграмма рис. 3, *г* вращается, а векторная диаграмма по рис. 3, *д* сохраняет свое прежнее положение. Вследствие этого точка O поворачивается вокруг точки E до тех пор, пока по прошествии некоторого дальнейшего времени, соответствующего $\omega t=\pi/2$, не достигнет на векторной диаграмме рис. 3, *е* потенциала земли. При этом следует различать два случая:

1. Конденсаторная батарея остается соединенной с источником напряжения через две фазы, т. е. полюсы BB' и CC' выключателя остаются замкнутыми.

2. Полюсы BB' и CC' размыкаются в момент следующего перехода тока через нуль, так что тогда конденсаторная батарея будет отключена по всем трем полюсам.

К случаю 1. Здесь также действительны векторные диаграммы рис. 3, *г* и 3, *д*. В момент времени, соответствующий $\omega t=\pi$, точка A имеет потенциал земли (см. также векторную диаграмму рис. 3, *е*); то же самое относится и к точке O. Для точки A', которая в векторной диаграмме для переменных составляющих напряжений имеет потенциал точки O и, следовательно, в этот момент ее переменный потенциал равен потенциалу земли и согласно векторной диаграмме рис. 3, *д* прибавляется половинное постоянное остаточное фазное напряжение относительно земли. Это вытекает также и из рис. 4. В более поздний момент времени, соответствующий $\omega t=3\pi/2$ потенциал точки O в векторной диаграмме переменных составляющих напряжений достигает как раз половины фазного напряжения. Следовательно, точка A имеет потенциал, равный отрицательному амплитудному значению фазного напряжения. Точка A' получает дополнительно потенциал постоянного напряжения,

равного 1,5-кратному фазному напряжению по векторной диаграмме на рис. 3, *д*. Таким образом, в сумме напряжение на зажиме A' достигает по сравнению с точкой E (потенциал земли) удвоенного фазного напряжения. Это происходит в момент времени, когда напряжение на зажиме A с другой сто-

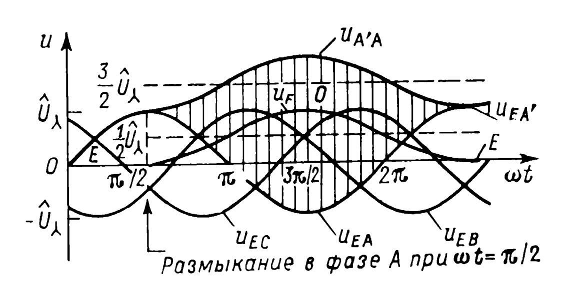


Рис. 4

роны полюса AA' проходит как раз через отрицательное амплитудное значение фазного напряжения. Следовательно, напряжение на межконтактном промежутке разомкнутого полюса A в момент времени, соответствующий $\omega t = 4\pi/3$, т. е. через 10 мс после отключения тока на полюсе AA', будет равно трехкратному амплитудному значению фазного напряжения. Это

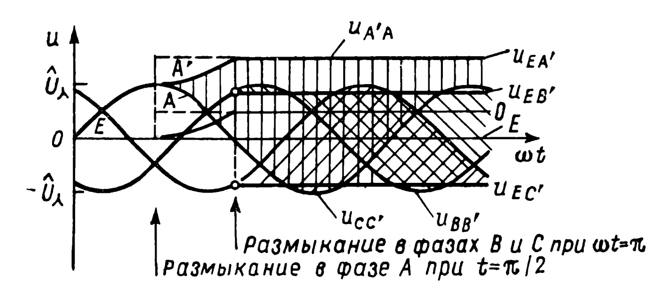


Рис. 5

напряжение представляет собой значительную нагрузку на указанный полюс, которая особенно в выключателях старых конструкций, может приводить к обратным зажиганиям. Как уже упоминалось прежде, эти обратные зажигания вызывают перенапряжения и, следовательно, значительную нагрузку на изоляцию. На рис. 4 напряжение на межконтактном промежутке представлено вертикально заштрихованным участком. Указан также потенциал точки O относительно земли. Из рис. 4 видно,

что переменная составляющая напряжения на зажиме A' имеет в точности такую же кривую, что и аналогичная часть напряжения на зажиме O. Это обусловлено тем, что зажим A' отключен от источника питающего напряжения и соединен только со средней точкой O конденсаторной батареи. Периодическая составляющая напряжения накладывается при размыкании полюса AA' на апериодическую составляющую, сохранившуюся на емкости в ветви A'.

К случаю 2. При размыкании тока во время его следующего перехода через нуль описанное выше состояние не достигается. Отключение тока на полюсах BB' и CC' происходит одновременно, так как через эти два полюса выключателя протекает одинаковый ток при условии, что током через емкость цепи между точками O и E можно пренебречь.

После того как через 10 мс в соответствии с $\omega t=\pi$ ток будет на полюсах BB' и CC' разомкнут, конденсаторная батарея окажется полностью отключенной от сети. Все три питающих напряжения больше не имеют никакой связи с этой конденсаторной батареей. Однако после отключения полюсов BB' и CC' в обеих емкостях ветвей B' и C' остается некоторый заряд, как это вытекает из векторных диаграмм на рис. 3.

Векторные диаграммы по рис. 3, *д* и *ж* справедливы теперь для одновременного расчета зарядов, сохраняющихся в емкостях ветвей A', B' и C', а следовательно, напряжения надо суммировать. Это означает следующее: ветвь A' имеет согласно векторной диаграмме по рис. 3, *д* напряжение относительно земли, равное 1,5-кратному фазному напряжению. Точки B' и C' имеют на векторной диаграмме по рис. 3, *е* потенциал земли. Однако согласно векторной диаграмме по рис. 3, *е* они получают напряжение, равное $\sqrt{3}/2$-кратному фазному, с противоположными знаками (B' — положительный, C' — отрицательный).

На рис. 5 приведены кривые напряжения после размыкания полюсов B и C. На отключенной стороне сохраняются только апериодические составляющие напряжения. Сравнение с кривыми напряжения на рис. 4 показывает, что зажим A' имеет теперь напряжение относительно земли, равное только 1,5-кратному, а не двойному, как в предыдущем случае, фазному напряжению. В соответствии с этим напряжение, восстанавливающееся на полюсе A, равно лишь 2,5-кратному амплитудному значению фазного напряжения, а не 3-кратному значению этого напряжения в соответствии с рис. 4.

Процессы, связанные с обратными зажиганиями дуги в трехфазных электрических цепях, можно анализировать следующим образом. Для исследования процесса отключения токов с рабочей частотой, протекающих через конденсаторы, применяется описанный выше метод. Для анализа переходного процесса

применяется эквивалентная схема, справедливая для условий между зажимами полюса, на котором происходит обратное зажигание. В эту эквивалентную схему кроме имеющихся в ней емкостей необходимо включить также и индуктивности цепи. Если эти индуктивности во всех фазах одинаковы, то получается, если, например, «смотреть» с полюса AA', на котором происходит обратное зажигание, последовательное соединение емкости полюса (фазы) A с обеими (соединенными друг с другом параллельно) емкостями полюсов (фаз) B и C. Таким образом, результирующая емкость равна $^2/_3$ C. С этой емкостью последовательно соединена индуктивность L ветви A', которая, в свою очередь, связана последовательно с включенными параллельно индуктивностями ветвей B' и C'. При этом результирующая индуктивность равна $^3/_2$ L. Таким образом, в случае идеального источника напряжения образуется электрическая цепь с неизменной частотой, которая просто поддается расчету. Исходя из условия идеального источника напряжения, расчет можно производить в хорошем приближении в том случае, когда от сборной шины, от которой отключена конденсаторная батарея, отходят несколько кабелей или если к ней присоединена другая конденсаторная батарея. При этом питающее напряжение равно 1,5-кратному фазному напряжению, определенному по векторной диаграмме на рис. 3, *г*. Эквивалентная схема для первого гасящего полюса AA' показана на рис. 6. Индуктивность L следует полагать в трехфазной схеме соединенной последовательно с емкостью C.

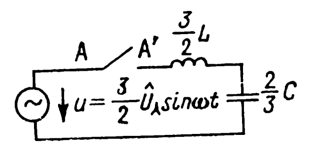


Рис. 6

Эти соображения справедливы для отключения трехфазной конденсаторной батареи со свободной нейтралью. При заземленной нейтрали процессы упрощаются и носят такой же характер, как при отключении присоединенных по трем фазам конденсаторов с фазным напряжением.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ПРОЦЕСС ВОССТАНОВЛЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ ПОСЛЕ ОТКЛЮЧЕНИЯ ТОКА КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ

1. Влияние восстанавливающегося напряжения

В сетях, служащих для передачи и распределения электрической энергии, продольные полные сопротивления трансформаторов и проводов значительно меньше полных сопротивлений

потребителей. Вследствие этого при коротком замыкании через место неисправности протекают токи, превышающие примерно в 10—20 раз номинальный ток потребителей. Такие токи вызывают значительные тепловые и динамические нагрузки сборных шин и установленных здесь аппаратов. В особой мере это относится к выключателям, которые должны полностью пропустить эти токи, а в качестве силовых выключателей также и отключать их.

При коротком замыкании двух проводов напряжение между ними становится равным нулю. Напряжение падает вдоль полных сопротивлений воздушных линий, кабелей трансформаторов и т. п. в направлении от электродвигателей до места короткого замыкания. После отключения короткого замыкания напряжение в сети при условии, что ее структура не изменилась, почти полностью восстанавливается до того состояния, которое было перед коротким замыканием. Это происходит, однако, не в виде скачка напряжения, а с переходным процессом, причем частота, амплитуды и затухание колебаний определяются постоянными сети. Емкости, находящиеся вблизи места неисправности, должны полностью или частично снова заряжаться через индуктивности сети из источников напряжения. Лишь в простом колебательном контуре с одной индуктивностью и одной емкостью переходный процесс, в ходе которого восстанавливается напряжение, носит характер затухающего гармонического колебания. В обычных сетях, которые, как правило, являются разветвленными, происходит взаимное наложение нескольких колебаний, причем в особенности вследствие влияния коротких линий может иметь место большая начальная крутизна нарастания восстанавливающегося напряжения. Выключатель, который произвел отключение большого тока короткого замыкания, должен сразу же после этого выдерживать восстанавливающееся напряжение. Характер изменения этого напряжения имеет определяющее значение для того, будет ли достаточно времени для деионизации разрывного промежутка путем дутья, создания потоков и т. д. до восстановления напряжения, т. е. для обеспечения его диэлектрической прочности. Следовательно, нагрузка на выключатель, создаваемая восстанавливающимся напряжением, характеризующаяся различными параметрами, например амплитудным коэффициентом (отношением амплитуды первой волны восстанавливающегося напряжения к амплитуде установившегося напряжения), частотой, средней или начальной крутизной напряжения, является важным критерием для расчета выключателя при его конструировании и для установки в сеть уже имеющегося выключателя с известными характеристиками.

2. Установившиеся токи и напряжения в цепи с коротким замыканием

На рис. 1 показана схема цепи с однофазным коротким замыканием с одной собственной частотой. Ее можно рассматривать как простую эквивалентную схему условно изображенной над ней сети. Последняя состоит из мощной основной сети, упрощенно представленной в виде источника напряжения e, трансформатора, упрощенно представленного индуктивностью L, и сопротивления потерь R, кабеля, упрощенно представленного в виде емкости C, а также выключателя S. Предположим, что в месте K произошло короткое замыкание.

С точки зрения источника напряжения эта цепь имеет в зависимости от рассматривавшейся ранее круговой частоты полное сопротивление

$$\underline{Z} = j\omega L + R + \frac{1}{j\omega C} = \frac{1}{j\omega C}(1 - \omega^2 LC + j\omega CR). \qquad (1)$$

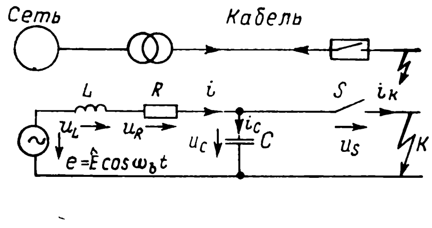


Рис. 1

При резонансе это полное сопротивление представляет собой действительную величину

$$\underline{Z} = R \text{ для } \omega = \nu_r = 2\pi f_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \qquad (2)$$

В электрической цепи без нагрузки и короткого замыкания при питающем напряжении $\underline{E}$ с рабочей частотой ω_b протекает ток

$$\underline{I}_C = \frac{E}{j\omega_b L + R + \frac{1}{j\omega_b C}} = \underline{E} \cdot j\omega_b C \frac{1}{1 - \omega_b^2 LC + j\omega_b CR} \approx$$

$$\approx \underline{E} \cdot j\omega_b C\,(1 + \omega_b^2 LC) = \underline{E} \cdot j\omega_b C \left(1 + \frac{\omega_b^2}{\nu_r^2}\right) \approx \underline{E} \cdot j\omega_b C. \qquad (3)$$

Для этого, а также для необходимых и допустимых в последующем приближений принимаются следующие упрощающие предпосылки:

1. Сопротивление R в представляющем интерес диапазоне частот мало по сравнению с реактивным сопротивлением ωL:

$$\frac{R}{\omega L} \ll 1. \qquad (4)$$

2. Резонансная частота f_r цепи велика по сравнению с рабочей частотой:

$$\frac{f_b^2}{f_r^2} = \frac{\omega_b^2}{\nu_r^2} = \omega_b^2 LC \ll 1. \qquad (5)$$

Отсюда для напряжения на емкости получается:

$$\underline{U}_C = \frac{\underline{I}_C}{j\omega_b C} = \underline{E}\,\frac{1}{1 - \omega_b^2 LC + j\omega_b CR} =$$

$$= \underline{E}\,\frac{1}{1 - \dfrac{\omega_b^2}{\nu_r^2} + j\omega_b CR} \approx \underline{E}\left(1 + \frac{\omega_b^2}{\nu_r^2}\right) \approx \underline{E}; \qquad (6)$$

$$U_C = \frac{E}{\sqrt{\left[1 - \left(\dfrac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]^2 + \left(\dfrac{\omega_b^2}{\nu_r^2} \cdot \dfrac{R}{\omega_b L}\right)^2}} \approx E\left(1 + \frac{\omega_b^2}{\nu_r^2}\right) \approx E.$$

Из напряжения на емкости по уравнению (6) и протекающего через нее тока по уравнению (3) рассчитывается зарядная мощность

$$S_C = U_C I_C = \frac{E^2 \omega_b C}{[1 - (\omega_b/\nu_r)^2]^2 + (\omega_b CR)^2} \approx E^2 \omega_b C\left[1 + 2\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right] \approx E^2 \omega_b C. \qquad (7)$$

При этом можно предположить, что в этом простом примере сети без нагрузки напряжение на емкости равно приблизительно питающему напряжению.

В случае короткого замыкания в месте K емкость C закорачивается. Ток короткого замыкания ограничивается только индуктивностью L и сопротивлением R. При этом он достигает следующей величины

$$\underline{I}_k = \frac{\underline{E}}{j\omega_b L + R} = \frac{\underline{E}}{j\omega_b L} \cdot \frac{1}{1 + \dfrac{R}{j\omega_b L}} = \frac{\underline{E}}{\omega_b L} \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\dfrac{R}{\omega_b L}\right)^2}}\, e^{-j\varphi} \approx \frac{\underline{E}}{\omega_b L}\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{R}{\omega_b L}\right)^2\right] e^{-j\varphi} \approx -j\,\frac{\underline{E}}{\omega L};$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \omega_b L/R. \qquad (8)$$

На силовой выключатель перед отключением короткого замыкания оказывает воздействие ток короткого замыкания I_k по уравнению (8), а после его отключения — и установившееся восстанавливающееся напряжение U_c по уравнению (6). Поэтому произведение этих двух величин называют мощностью короткого замыкания

$$S_k = U_C I_k \approx \frac{E^2}{\omega_b L}\left[1+\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{R}{\omega_b L}\right)^2\right] \approx \frac{E^2}{\omega_b L}\left[1+\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{R}{\omega_b L}\right)^2\right] \approx \frac{E^2}{\omega_b L}. \quad (9)$$

При применении допустимых в общем случае приближений для S_C по уравнению (7) и S_k по уравнению (9) и подстановки исключенных из них величин L и C в уравнение (2) для резонансной частоты получается

$$\nu_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_b \sqrt{\frac{S_k}{S_C}} \quad \text{или} \quad f_r = f_b \sqrt{\frac{S_k}{S_C}}. \quad (10)$$

Следовательно, резонансная частота цепи равна ее рабочей частоте, умноженной на квадратный корень из отношения мощности короткого замыкания к зарядной мощности. Эта упрощенная формула с достаточной точностью верна для цепи с одной частотой при обычном для высоковольтных сетей слабом затухании. Однако для сильно разветвленных сетей эта формула не может применяться ни в коем случае, так как в них емкости сети в большей или меньшей мере отдалены от места неисправности индуктивностями проводов, а также, при определенных условиях, трансформаторов, вследствие чего не могут проявлять своего действия. В таких сетях применение этой формулы показало бы слишком заниженную собственную частоту и, кроме того, характеристика цепи только одной собственной частотой была бы во многих случаях неверной.

3. Восстанавливающееся напряжение в однофазной цепи с одной собственной частотой при коротком замыкании

Пусть питающее напряжение в цепи с коротким замыканием (рис. 1) составляет

$$e = \hat{E}\cos\omega_b t. \quad (11)$$

При этом дифференциальное уравнение цепи с разомкнутым выключателем имеет вид

$$L\frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C}\int i\,dt = \hat{E}\cos\omega_b t. \quad (12)$$

Путем дифференцирования по t и деления на L получим дифференциальное уравнение вынужденного затухающего резонансного колебания

$$\frac{d^2i}{dt^2}+\frac{R}{L}\cdot\frac{di}{dt}+\frac{1}{LC}\,i=-\frac{\hat{E}\omega}{L}\sin\omega_b t. \qquad (13)$$

Это дифференциальное уравнение имеет следующее известное решение

$$i=i''+i'=Ke^{-t/\tau}\sin(\nu t-\varkappa)-$$
$$-\frac{\hat{E}\omega_b}{L\sqrt{(\nu_r^2-\omega_b^2)^2+\left(\frac{2\omega_b}{\tau}\right)^2}}\sin(\omega t-\varepsilon). \qquad (14)$$

В этом решении K и $\varkappa$ — две постоянные, которые должны определяться на основании начальных условий. Кроме того,

$$\nu_r=\frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{при} \quad \nu_r\gg\omega_b \qquad (15)$$

является рассчитанной ранее резонансной частотой цепи, которая обычно значительно превышает рабочую частоту.

Вследствие затухания частота переходного процесса незначительно отклоняется от собственной частоты цепи:

$$\nu=\nu_r\sqrt{1-\left(\frac{1}{2}\cdot\frac{R}{\nu_r L}\right)^2}\approx\nu_r. \qquad (16)$$

Для переходного процесса очень важной величиной является постоянная времени, с которой затухает высокочастотный член:

$$\tau=\frac{2L}{R}=\frac{2}{\nu_r}\cdot\frac{\nu_r L}{R}, \quad \text{где} \quad \frac{\nu_r L}{R}\gg 1. \qquad (17)$$

Здесь $\nu_r L/R$ представляет собой добротность колебательного контура при резонансной частоте. Как правило, она много больше 1 и достигает в высоковольтных сетях значений от 20 до 100.

Установившийся ток i' опережает питающее напряжение ввиду затухания на $90°-\varepsilon$, т. е. несколько меньше, чем на $90°$. Этот разностный фазовый угол рассчитывается с помощью следующего соотношения:

$$\operatorname{tg}\varepsilon=\frac{R}{\omega_b L}\cdot\frac{1}{\left(\frac{\nu_r}{\omega_b}\right)^2-1}\approx\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\frac{R}{\omega_b L}\approx 0. \qquad (18)$$

В общем случае можно рассчитывать на то, что повышение напряжения на емкости будет незначительным. Поэтому при слабом затухании фазовый угол почти пренебрежимо мал.

Рассмотрим несколько более подробно установившуюся составляющую тока из уравнения (14). Она равна в основном произведению питающего напряжения E и проводимости $\omega_b C$. Вследствие последовательно включенной индуктивности напряжение слегка повышается, а затухание приводит к изменению фаз, а также к небольшому снижению тока. В практических случаях влиянием затухания можно пренебречь и влияние повышения напряжения вследствие наличия индуктивности L надо учитывать лишь в редких случаях. Поэтому обычно расчет производится, как уже упоминалось, исходя из питающего напряжения E, умноженного на проводимость $\omega_b C$:

$$i' = \frac{-\hat{E}\omega_b C}{\sqrt{\left[1-\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]^2+\left(\frac{\omega_b^2}{\nu_r^2}\cdot\frac{R}{\omega_b L}\right)^2}}\sin(\omega_b t-\varepsilon) \approx$$

$$\approx \hat{E}\omega_b C\left[1+\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]\sin\omega_b t \approx -E\omega_b C\sin\omega_b t. \tag{19}$$

Величиной, которая еще понадобится ниже, является произведение резонансной частоты ν_r и постоянной времени τ:

$$\nu_r\tau = 2\frac{\nu_r L}{R} = 2\frac{\sqrt{L/C}}{R}. \tag{20}$$

Оно равно удвоенному отношению сопротивления колебательного контура (волнового сопротивления) к его демпфирующему сопротивлению. То же самое справедливо для произведения частоты переходного процесса и постоянной времени

$$\nu\tau = 2\frac{\nu_r L}{R}\sqrt{1-\left(\frac{1}{2}\cdot\frac{R}{\nu_r L}\right)^2} \approx 2\frac{\nu_r L}{R} = 2\frac{\sqrt{L/C}}{R}. \tag{21}$$

Одну из двух постоянных свободного тока можно определить быстро. Поэтому во всех практических случаях можно пренебречь углом ε, т. е. принять, что $\varepsilon=0$. В результате этого в момент времени $t=0$ установившийся ток также станет равным нулю. Однако при $t=0$ ток в соответствии с определением процесса отключения (размыкание цепи выключателем в момент перехода тока через нуль) тоже равен нулю, и поэтому первый член уравнения (14) принимает следующий вид:

$$0 = K\cdot 1\cdot\sin(-\varkappa), \text{ откуда следует } \varkappa = 0. \tag{22}$$

Следовательно, уравнение (22) может быть выполнено для $\varkappa = 0$, так как следует, конечно, иметь в виду, что само K не исчезает.

Таким образом, свободный ток и его первая производная подчиняется следующим соотношениям:

$$i'' = Ke^{-t/\tau} \sin \nu t;$$

$$\frac{di''}{dt} = K\left(e^{-t/\tau} \nu \cos \nu t - \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} \sin \nu t\right). \tag{23}$$

Кроме того, для свободного напряжения на емкости справедливо

$$u''_C = -u''_L - u''_R = -L\frac{di''}{dt} - Ri''. \tag{24}$$

После подстановки тока и его первой производной по уравнению (23) в уравнение (24) получается

$$u''_C = Ke^{-t/\tau}\left(-\nu L \cos \nu t - \frac{R}{2} \sin \nu t\right). \tag{25}$$

В момент времени $t=0$ напряжение u_C, представляющее собой сумму установившегося напряжения и свободного напряжения на емкости, равно нулю:

$$(u_C)_{t=0} = (u''_C + u'_C)_{t=0} = 0; \text{ отсюда следует } (u''_C)_{t=0} = -(u'_C)_{t=0}. \tag{26}$$

Следовательно, в момент времени $t=0$ свободная составляющая равна отрицательной установившейся и в соответствии с уравнениями (6), (11) и (25) будет

$$(u'_C)_{t=0} = \hat{E}\left[1 + (\omega_b/\nu_r)^2\right], \qquad (u''_C)_{t=0} = -K\nu L. \tag{27}$$

Для момента времени $t=0$ из уравнений (26) и (27) для u'_c и u''_c можно вывести следующую зависимость:

$$(u'_C + u''_C)_{t=0} = \hat{E}\left[1 + (\omega_b/\nu_r)^2\right] - K\nu L = 0. \tag{28}$$

Отсюда рассчитывается постоянная

$$K = \frac{\bar{E}}{\nu L}\left[1 + \left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right] \tag{29}$$

и с помощью уравнений (25) и (17) определяется свободное напряжение на емкости C:

$$u_C'' = -\hat{E}\left[1+\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]e^{-t/\tau}\left(\cos\nu t+\frac{1}{\nu\tau}\sin\nu t\right)=$$

$$=-\hat{E}\left[1+\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]\sqrt{1+\left(\frac{1}{\nu\tau}\right)^2}\,e^{-t/\tau}\cos(\nu t-\beta), \qquad (30)$$

где

$$\beta=\arccos\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{1}{\nu\tau}\right)^2}}. \qquad (31)$$

В уравнении (19) установившаяся составляющая тока выражена через емкость C. Установившаяся составляющая напряжения будет

$$u_C'=\frac{1}{C}\int i'\,dt=\frac{\hat{E}}{\sqrt{1-\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2+\left(\frac{\omega_b^2}{\nu_r^2}\cdot\frac{R}{\omega_b L}\right)^2}}\cos(\omega_b t-\varepsilon)\approx$$

$$\approx\hat{E}\left[1+\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]\cos\omega_b t. \qquad (32)$$

Полное напряжение на емкости C равно сумме свободной и установившейся составляющих:

$$u_C=u_C''+u_C'\approx\hat{E}\left[1+\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]\left[\cos\omega_b t-\sqrt{1+\left(\frac{1}{\nu\tau}\right)^2}\,e^{-t/\tau}\times\right.$$

$$\left.\times\cos(\nu t-\beta)\right], \qquad (33)$$

где β определяется по уравнению (31).

Можно предположить, что показательная функция сдвигает максимум не очень далеко от амплитудного значения незатухающего свободного колебания. С учетом этого свободное колебание достигает в момент времени t_m своего максимума для $\cos(\nu t-\beta)=-1$ или $\nu t_m-\beta=\pi$. Отсюда следует мгновенное значение установившегося напряжения в момент времени t_m:

$$u_m\approx\hat{E}\left[1+\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]\cos\omega_b t_m \quad \text{при} \quad t_m=\frac{\pi+\beta}{\nu}. \qquad (34)$$

С учетом этого амплитудное значение восстанавливающегося напряжения составляет

$$\hat{u}_m=\hat{E}\left[1+\left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]\left[\cos\omega_b t_m+\sqrt{1+\left(\frac{1}{\nu\tau}\right)^2}\,e^{-t_m/\tau}\right]. \qquad (35)$$

Здесь необходимо напомнить о том, что напряжение u_C при коротком замыкании равно напряжению u_S на разомкнутом межконтактном промежутке.

В цепях с одной собственной частотой восстанавливающееся напряжение u_C на емкости C имеет кривую, показанную на рис. 2 для однофазной цепи. Компонентами u_C являются u'_C — восстанавливающееся напряжение, имеющее рабочую частоту, и u''_C — свободная составляющая восстанавливающегося напряжения.

Изменение восстанавливающегося напряжения u_C во времени характеризуют следующие показатели: u'_C — амплитудное

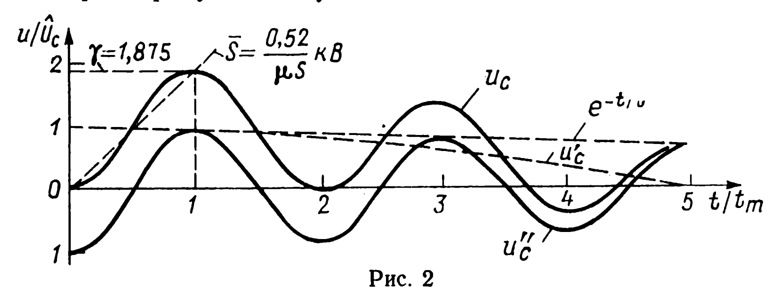


Рис. 2

значение восстанавливающегося напряжения, имеющего рабочую частоту, которое является базисной величиной для амплитудного коэффициента; $\hat{u}_m$ — максимальное значение восстанавливающегося напряжения; t_m — время вплоть до достижения амплитудного значения восстанавливающегося напряжения; $\gamma = \hat{u}_m/u'_C$ — амплитудный коэффициент; $\overline{S} = \hat{u}_m/t_m$ — средняя крутизна нарастания восстанавливающегося напряжения; $f_e = 1/2t_m$ — частота колебаний переходного процесса.

В табл. 1 приведены ориентировочные значения восстанавливающихся напряжений при испытаниях выключателей по рекомендациям МЭК для различных максимальных рабочих напряжений. Эти ориентировочные значения справедливы для электрических цепей с одной собственной частотой, которые могут характеризоваться двумя параметрами. Для электрической цепи с несколькими собственными частотами, которая, например, имеет место в протяженных и разветвленных сетях, альтернативно рекомендуется представление восстанавливающегося напряжения с помощью четырех параметров.

В качестве примера приведем характеристики простой сети с рабочим напряжением 420 кВ в виде однофазной цепи с одной частотой. Пусть сеть имеет следующие основные характеристики: питающее напряжение $E = 420/\sqrt{3}$ кВ; мощность короткого замыкания $S_k = 5000/3$ МВ·А; зарядную мощность $S_C =$

$=50/3$ МВ·А; рабочую частоту $f_b=50$ Гц; добротность колебательного контура при 50 Гц $\omega_b L/R=30$, при 500 Гц $\nu_r L/R=20$.

Вместо мощности короткого замыкания и зарядной мощности вполне возможно указывать индуктивность и емкость, а вместо добротности колебательного контура можно привести активные сопротивления. Однако, если по крайней мере в системе прямой последовательности для воздушных линий и трансформаторов индуктивности и емкости существенно не изменяются, то ни для трансформаторов, ни для воздушных линий сопротивление R нельзя считать независимым от частоты. По этой причине здесь приведены добротности колебательного контура для двух различных частот.

Вначале необходимо рассчитать резонансную частоту колебательного контура по приближенной формуле (10):

$$\frac{\nu_r}{\omega_b}=\frac{f_r}{f_b}=\sqrt{\frac{5000}{50}}=10; \qquad f_r=10f_b=500 \text{ Гц}.$$

С учетом этого по уравнению (6) определяется отнесенное к питающему напряжению напряжение U_C на емкости C при разомкнутом выключателе:

$$\frac{U_C}{E}=\frac{1}{\sqrt{(1-0{,}01)^2+(0{,}1\cdot 0{,}05)^2}}=1{,}01\approx 1.$$

Соответствующим образом рассчитывается ток короткого замыкания по уравнению (8):

$$\frac{I_k}{E/(\omega_b L)}=\frac{1}{\sqrt{1+(1/30)^2}}=0{,}999\approx 1.$$

Сравнение произведения U_C и I_k с мощностью короткого замыкания $E^2/(\omega_b L)$ по упрощенной формуле не показывает никакой разницы:

$$\frac{U_C I_k}{E^2/(\omega_b L)}=1{,}01\cdot 0{,}999=1{,}009\approx 1.$$

Следовательно, приближенная формула для расчета собственной частоты цепи по зарядной мощности и мощности короткого замыкания вполне обоснованна.

Далее по уравнению (16) можно установить, что частота переходного процесса почти не отличается от собственной частоты цепи:

$$\frac{\nu}{\nu_r}=\sqrt{1-\left(\frac{1}{2}\cdot 0{,}05\right)^2}=0{,}999\approx 1.$$

Постоянная затухания переходного процесса рассчитывается по уравнению (17):

$$\tau=\frac{1}{\pi\cdot 500}\cdot 20=12{,}74 \text{ мс}.$$

Таблица 1

Ориентировочные значения восстанавливающихся напряжений по рекомендациям МЭК 1971 г.

Отношение тока отключения к номинальному разрывному току	Максимальное рабочее напряжение U_m, кВ	Полюсный коэффициент *	Амплитудный коэффициент γ	Максимальное восстанавливающееся напряжение $\hat{u}_m$, кВ	Время достижения максимального значения $\hat{u}_m$ t_m, мкс	Средняя крутизна нарастания $\overline{S}$, кВ/мкс
	12 24 36	1,5		20,6 41 62	60 88 108	0,345 0,47 0,57
1,0	123	1,5 1,3	1,4	210 182	210 182	
	245	1,5 1,3		420 365	420 365	1,0
	420	1,5 1,3		720 620	720 620	
	12 24 36	1,5		22 44 66	12,8 18,8 23,2	1,72 2,34 2,85
0,30	123	1,5 1,3	1,5	226 196	45 39	
	245	1,5 1,3		450 390	90 78	5,0
	420	1,5 1,3		770 670	154 134	

* Полюсным коэффициентом является отношение восстанавливающегося напряжения с рабочей частотой к фазному напряжению ($U_m/\sqrt{3}$) для первого гасящего полюса выключателя при трехфазном коротком замыкании.

Далее мы видим, что фаза установившегося напряжения по уравнению (18) пренебрежимо мала в сравнении с фазой питающего напряжения:

$$\operatorname{tg}\varepsilon = 0{,}01 \cdot \frac{1}{30} = 0{,}0003; \qquad \varepsilon = 0.$$

То же самое справедливо для фазового угла затухающего свободного колебания по уравнению (31):

$$\beta = \arccos \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{2\pi \cdot 500 \cdot 0{,}0127}\right)^2}} \approx 0.$$

После этих предварительных расчетов, которые показали, что все допущенные пренебрежения были вполне обоснованы, в первую очередь определяется время достижения амплитудного значения свободной составляющей восстанавливающегося напряжения по уравнению (34):

$$t_m = \frac{\pi}{2\pi \cdot 500} = 1 \text{ мс}.$$

Отсюда для амплитудного значения по уравнению (35) и амплитудного коэффициента следует:

$$\gamma = \frac{\hat{u}_m}{\hat{E}\left[1 + \left(\frac{\omega_b}{\nu_r}\right)^2\right]} = \cos(2\pi \cdot 50 \cdot 1) + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{2\pi \cdot 500 \cdot 12{,}74}\right)^2}\, e^{-1/12{,}74} =$$
$$= 1{,}875.$$

Амплитудный коэффициент γ складывается из затухания свободного колебания на 8% и из дополнительных 5% на падение напряжения с рабочей частотой в интервале времени 1 мс после достижения амплитудного значения. Поскольку принятые в приведенном примере добротности колебательного контура как при рабочей частоте, так и при частоте переходного колебания приблизительно соответствуют условиям в высоковольтных сетях, необходимо констатировать, что переходные процессы с одной собственной частотой, как правило, сопровождаются бо̀льшим амплитудным коэффициентом. Затухание не оказывает существенного влияния на амплитудное значение восстанавливающегося напряжения. Наличие контура с одной собственной частотой можно, например, приближенно предполагать при отключении короткого замыкания за трансформатором, если питающую сеть можно считать бесконечной мощности. Далее, процесс с одной собственной частотой в приближенном виде имеет место при коротком замыкании в кабельной сети с узким пространственным ограничением. Однако, если трансформатор сам по себе имеет очень высокую собственную частоту, то процесс отключения в кабельной сети происходит, как правило, с довольно низкой собственной частотой. Тем не менее для обоих случаев общим является высокий амплитудный коэффициент. В нижеследующих примерах еще будет показано, что

обычно измеряемые в сетях при мощных коротких замыканиях очень малые амплитудные коэффициенты в диапазоне от 1,1 до 1,4 обусловливаются не затуханием в активных сопротивлениях, а взаимным наложением различных частот. Кривые восстанавливающегося напряжения, рассчитанного для приведенного выше примера, изображены на рис. 2.

4. Восстанавливающееся напряжение в однофазной цепи с двумя собственными частотами при коротком замыкании

Нагрузка на силовой выключатель при отключении короткого замыкания определяется не только отключаемым током или частотой колебаний восстанавливающегося напряжения, но и начальной крутизной нарастания напряжения и амплитудным коэффициентом. То, что последний в гораздо большей мере зависит от структуры и состояния сети в данный момент, чем от затухания, показывает расчет цепи с двумя собственными частотами.

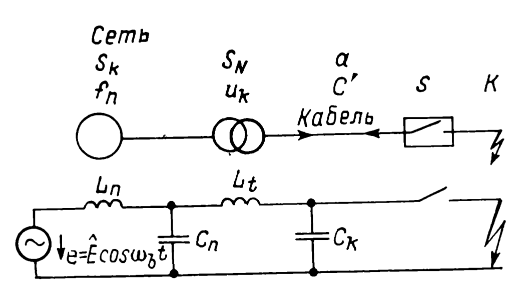


Рис. 3

На рис. 3 приведена схема сети, в которой слева направо обозначены мощность короткого замыкания S_k и собственная частота f_n, трансформатор с номинальной мощностью S_N и напряжением короткого замыкания u_k, кабель длиной a и отнесенная к длине линии емкость C', выключатель S и затем короткое замыкание. Расположенная ниже эквивалентная схема показывает, что данная цепь имеет две индуктивности и две емкости, а следовательно, и две собственные частоты. Цепь имеет как при частоте 0, так и при частоте ∞ проводимость со стороны нагрузки $Y=\infty$. Между этими предельными частотами лежат два параллельных резонанса и один последовательный резонанс. Рассчитываем сперва индуктивности и емкости:

$$L_n=\frac{U_n^2}{\omega S_k}; \qquad C_n=\frac{1}{(2\pi f_n)^2 L_n};$$
$$L_t=\frac{u_k U_n^2}{\omega S_N}; \qquad C_k=aC'. \tag{36}$$

Из формул видно, что для расчета индуктивностей и емкостей необходимо знать номинальное напряжение. Если в качестве номинального напряжения для всей сети принять ее значение в месте установки выключателя, то все индуктивности и емкости будут отнесены к этому напряжению.

Для анализа переходного процесса источник напряжения можно рассматривать замкнутым накоротко. При коротком замыкании в месте K путем

измерения начиная от разомкнутого выключателя определяется комплексная проводимость схемы

$$\underline{Y} = j\omega C_k + \cfrac{1}{j\omega L_t + \cfrac{1}{j\omega C_n + \cfrac{1}{j\omega L_n}}} = j\omega C_k +$$

$$+ \frac{1}{j\omega L_t + \dfrac{j\omega L_n}{1 - \omega^2 L_n C_n}} = j\omega C_k + \frac{1 - \omega^2 L_n C_n}{j\omega (L_t + L_n) - j\omega^3 L_t L_n C_n} =$$

$$= -j\,\frac{1 - \omega^2 (L_t C_k + L_n C_k + L_n C_n) + \omega^4 L_t L_n C_n C_k}{\omega (L_t + L_n) - \omega^3 L_t L_n C_n}. \qquad (37)$$

Для обоих параллельных резонансов проводимость равна нулю:

$$\underline{Y} = 0. \qquad (38)$$

Рис. 4

С учетом этого из уравнения (37) для числителя дроби, выражающей проводимость, получается

$$\omega^4 - \omega^2 \frac{L_t C_k + L_n C_k + L_n C_n}{L_t L_n C_n C_k} + \frac{1}{L_t L_n C_n C_k} = 0;$$

$$\left(\omega^2 - \frac{1}{2} \cdot \frac{L_t C_k + L_n C_k + L_n C_n}{L_t L_n C_n C_k}\right)^2 = -\frac{1}{L_t L_n C_n C_k} + \left(\frac{L_t C_k + L_n C_k + L_n C_n}{2 L_t L_n C_n C_k}\right)^2 \qquad (39)$$

и, наконец, отсюда следуют резонансные частоты цепи с двумя собственными частотами

$$\omega_{A,B} = \sqrt{\frac{L_t C_k + L_n C_k + L_n C_n}{2 L_t L_n C_n C_k}\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4 L_t L_n C_n C_k}{(L_t C_k + L_n C_k + L_n C_n)^2}}\right)}. \qquad (40)$$

Исходя из этого выражения, уравнение (37) для проводимости можно записать в следующем виде:

$$\underline{Y} = -j\,\frac{\left(1 - \omega^2/\omega_A^2\right)\left(1 - \omega^2/\omega_B^2\right)}{\omega (L_t + L_n) - \omega^3 L_t L_n C_n}. \qquad (41)$$

Исходное уравнение представляет собой цепную (непрерывную) дробь. Такую дробь, как известно, можно преобразовать в простейшую (элементарную) дробь. В схемном отношении это означает преобразование схемы, описываемой цепной дробью, в схему, описываемую простейшей дробью, т. е. в данном случае последовательную схему соединения двух параллельных колебательных контуров (рис. 4).

Эта последовательная схема дает для полного сопротивления следующее выражение:

$$\underline{Z} = \frac{j\omega L_A}{1-\omega^2 L_A C_A} + \frac{j\omega L_B}{1-\omega^2 L_B C_B} = j\,\frac{\omega L_A}{1-\omega^2/\omega_A^2} + j\,\frac{\omega L_B}{1-\omega^2/\omega_B^2} =$$

$$= j\,\frac{\omega L_A\left(1-\varphi^2/\omega_B^2\right)+\omega L_B\left(1-\omega^2/\omega_A^2\right)}{\left(1-\omega^2/\omega_A^2\right)\left(1-\omega^2/\omega_B^2\right)}. \quad (42)$$

Числитель дроби, выражающей полную проводимость, и знаменатель дроби, выражающей полное сопротивление, равны между собой. Поэтому необходимо лишь произвести сравнение отдельных членов знаменателя дроби для полной проводимости и числителя дроби для полного сопротивления:

$$\begin{gathered}\omega L_A\left(1-\omega^2/\omega_B^2\right)+\omega L_B\left(1-\omega^2/\omega_A^2\right)=\omega\left(L_t+L_n\right)-\omega^3 L_t L_n C_n;\\ L_A+L_B-\omega^2\left(L_A/\omega_B^2+L_B/\omega_A^2\right)=L_t+L_n-\omega^2 L_t L_n C_n.\end{gathered} \quad (43)$$

Соответствующие члены, не зависящие от ω, и члены, имеющие квадратичную зависимость от ω, должны быть равны между собой. Отсюда вытекают следующие условия:

$$\begin{gathered}L_A+L_B=L_t+L_n;\\ \frac{L_A}{\omega_B^2}+\frac{L_B}{\omega_A^2}=L_t L_n C_n.\end{gathered} \quad (44)$$

Первое из этих двух условий можно установить также и из самой схемы. Поскольку полные проводимости или сопротивления обеих схем должны соответствовать друг другу во всем диапазоне частот от нуля до бесконечности, это справедливо также и для частот, близких к 0. Здесь емкостные реактивные сопротивления практически бесконечно велики, и сопротивление или проводимость задается только последовательным соединением L_t и L_n или, соответственно, L_A и L_B. Поэтому обе последовательные схемы должны давать в сумме одну и ту же индуктивность.

Если исключить

$$L_B = L_t + L_n - L_A \quad (45)$$

и подставить эту зависимость в уравнение (44):

$$L_A\left(\frac{1}{\omega_B^2}-\frac{1}{\omega_A^2}\right)=L_t L_n C_n-\frac{L_t+L_n}{\omega_A^2}, \quad (46)$$

то получатся уравнения для индуктивностей L_A и L_B, причем эти уравнения могут переходить одно в другое при взаимной замене индексов A и B:

$$\begin{gathered}L_A=(L_t+L_n)\,\frac{1-\omega_A^2\dfrac{L_t L_n}{L_t+L_n}C_n}{1-\omega_A^2/\omega_B^2};\\ L_B=(L_t+L_n)\,\frac{1-\omega_B^2\dfrac{L_t L_n}{L_t+L_n}C_n}{1-\omega_B^2/\omega_A^2}.\end{gathered} \quad (47)$$

Из установленных таким путем индуктивностей и уже рассчитанных ранее резонансных частот можно легко определить емкости обоих параллельных колебательных контуров. Из

$$\omega_A = \frac{1}{\sqrt{L_A C_A}} \quad \text{следует} \quad C_A = \frac{1}{\omega_A^2 L_A},$$

а из (48)

$$\omega_B = \frac{1}{\sqrt{L_B C_B}} \quad \text{следует} \quad C_B = \frac{1}{\omega_B^2 L_B}.$$

Наконец, необходимо еще рассчитать доли напряжения, приходящиеся на отдельные параллельные колебательные контуры. Падения напряжения на отдельных колебательных контурах одновременно определяют амплитуды напряжений во время переходных процессов в этих контурах, так как после размыкания выключателя через оба контура уже не протекает сквозной ток и лишь внутрь каждого из колебательных контуров протекают уравнительные токи:

$$\hat{u}_A = \hat{E}\frac{\dfrac{j\omega L_A}{1-\omega^2 L_A C_A}}{\dfrac{j\omega L_A}{1-\omega^2 L_A C_A} + \dfrac{j\omega L_B}{1-\omega^2 L_B C_B}} = \hat{E}\frac{1}{1+\dfrac{L_B}{L_A}\cdot\dfrac{1-\omega^2 L_A C_A}{1-\omega^2 L_B C_B}};$$

$$\hat{u}_A = \hat{E}\frac{1}{1+\dfrac{L_B}{L_A}\cdot\dfrac{1-\omega^2/\omega_A^2}{1-\omega^2/\omega_B^2}} \approx \hat{E}\frac{1}{1+L_B/L_A}; \qquad (49)$$

$$\hat{u}_B = \hat{E}\frac{1}{1+\dfrac{L_A}{L_B}\cdot\dfrac{1-\omega^2/\omega_B^2}{1-\omega^2/\omega_A^2}} \approx \hat{E}\frac{1}{1+L_A/L_B}.$$

Уравнения составляющих напряжений также могут переходить одно в другое при взаимной замене индексов A и B. Однако, как правило, нет необходимости производить расчет с помощью точных соотношений, так как приближенные уравнения дают достаточно точные результаты. При этом полное восстанавливающееся напряжение имеет выражение:

$$\hat{u}_C \approx \hat{E}\cos\omega t - \hat{u}_A\cos\omega_A t - \hat{u}_B\cos\omega_B t. \qquad (50)$$

Затухание может учитываться дополнительно, как в § 3, для каждой составляющей отдельно.

Поясним ход расчета более подробно на конкретном примере. Рассмотрим сеть со следующими характеристиками: мощностью короткого замыкания $S_k=4000$ МВ·А; собственной частотой $f_n=650$ Гц; рабочей частотой $f_b=50$ Гц.

Предположим, что выключатель и место короткого замыкания имеют одинаковое напряжение 220 кВ. Поэтому целесообразно отнести индуктивность и емкость сети к $U_n=220$ кВ.

Из приведенных выше значений рассчитываются следующие характеристики: реактивное сопротивление сети

$$X_n = \frac{U_n^2}{S_k} = \frac{220^2}{4000} = 12,1 \text{ Ом};$$

индуктивность сети

$$L_n = \frac{X_n}{\omega_b} = \frac{12,1}{314} = 38,5 \text{ мГн};$$

емкость сети

$$C_n = \frac{1}{(2\pi f_n)^2 L_n} = \frac{1}{(2\pi \cdot 650)^2 \cdot 38,5} = 1557 \text{ нФ}.$$

Для трансформатора заданы следующие параметры: номинальная мощность $S_N=200$ МВ·А, напряжение короткого замыкания $u_k=10\%$. В отношении к напряжению сети $U_n=220$ кВ получаются следующие характеристики: реактивное сопротивление

$$X_t = \frac{u_k U_n^2}{S_N} = \frac{0,1 \cdot 220^2}{200} = 24,2 \text{ Ом};$$

индуктивность трансформатора

$$L_t = \frac{X_t}{\omega_b} = \frac{24,2}{314} = 77 \text{ мГн}.$$

Для кабеля заданы следующие параметры: длина $a=200$ м; отнесенная к длине емкость $C'=250$ нФ/км. Отсюда рассчитаем емкость кабеля $C_к = l\,C' = 0,2 \cdot 250 = 50$ нФ.

В дополнительном расчете определяем также следующие величины:

$$L_t L_n C_n C_k = 77 \cdot 38,5 \cdot 1557 \cdot 50 = 230\,786 \cdot 10^3 \text{ мкс}^4;$$

$$L_t C_k + L_n C_k + L_n C_n = 77 \cdot 50 + 38,5 \cdot 50 + 38,5 \cdot 1557 = 64\,916 \text{ мкс}^2.$$

Исходя из этого определим собственные частоты цепи:

$$\omega_{A,B} = \sqrt{\frac{64\,916}{461\,572}\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{923\,144}{64\,916}}\right)}\,10^6 \text{ Гц};$$

$$\omega_A = 4072 \text{ с}^{-1}; \quad f_A = 648 \text{ Гц}; \quad \omega_B = 16\,390 \text{ с}^{-1}; \quad f_B = 2609 \text{ Гц}.$$

Далее получаются обе индуктивности:

$$L_A = (38,5 + 77) \cdot \frac{1 - 4072\,\dfrac{38,5 \cdot 77}{38,5 + 77}\,1557 \cdot 10^{-12}}{1 - \left(\dfrac{4072}{16\,390}\right)^2} = 41,5 \text{ мГн};$$

$$L_B = 38,5 + 77 - 41,5 = 74 \text{ мГн},$$

а также обе емкости:

$$C_A = \frac{1}{4072^2 \cdot 0,0415} = 1,46 \text{ мкФ}; \qquad C_B = \frac{1}{16\,390^2 \cdot 0,074} = 50 \text{ нФ}.$$

Наконец, получаем амплитуды переходных напряжений в обоих параллельных колебательных контурах:

$$\hat{u}_A \approx \hat{E}\,\frac{1}{1+74/41,5} = 0,640\hat{E}; \qquad \hat{u}_B \approx \hat{E} - \hat{u}_A = 0,360\hat{E}.$$

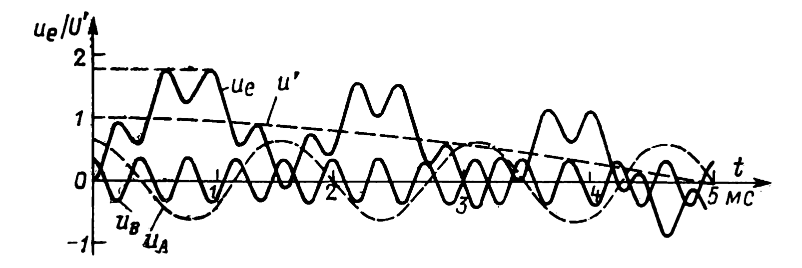


Рис. 5

Кривые изменения напряжения на рис. 5 показывают, что несмотря на незатухающие колебания амплитудный коэффициент явно имеет значение, меньшее 2. При наличии двух собственных частот амплитудный коэффициент не может быть значительно меньше $1 + 1/\sqrt{2} \approx 1,7$, а при наличии многих собственных частот в разветвленных сетях он часто даже не достигает

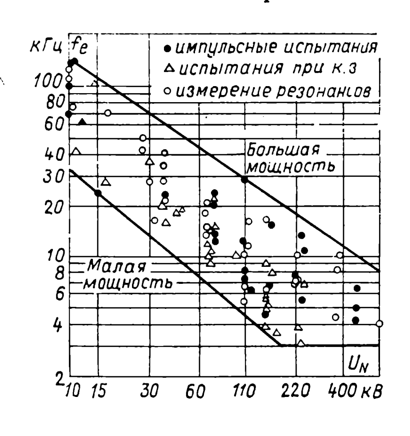


Рис. 6

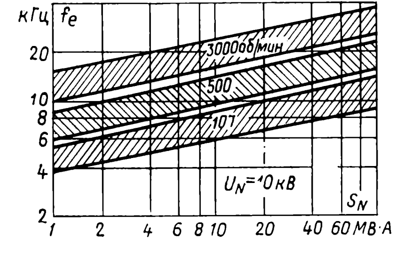


Рис. 7

значения 1,4. Здесь, однако, добавляется то обстоятельство, что при этом доля более высоких частот является значительной, однако они вплоть до максимума напряжения существенно подавляются.

Основой для расчета других примеров являются собственные частоты трансформаторов трехфазного тока (рис. 6) и собственные частоты генераторов трехфазного тока (рис. 7). Эти графические характеристики построены по данным измерений и расчетов.

5. Восстанавливающееся напряжение на конце провода в сети с бесконечной мощностью

Особое значение для нагрузки на выключатель имеет крутизна нарастания восстанавливающегося напряжения непосредственно после прерывания тока. В цепи с одной собственной частотой восстановление напряжения начиналось по $(1-\cos\omega_A t)$-функции, т. е. с горизонтальной касательной. Однако, если цепь короткого замыкания содержит проводящие линии, то восстановление напряжения начинается, как правило, со значительной крутизной. Покажем это сперва на примере простой линии.

На рис. 8 сверху показана цепь с мощностью короткого замыкания $S_k=\infty$, проводом длиной a и скоростью распространения волны v, а также с выключателем, около которого происходит короткое замыкание. В эквивалентной схеме имеется идеальный источник напряжения. Ниже изображено распределение напряжения во время короткого замыкания. На участке от источника питания до начала рассматриваемого провода напряжение не падает, так как предполагается жесткая сеть. От точки A до точки C вдоль провода напряжение падает линейно и на коротком участке от конца провода через выключатель до места короткого замыкания оно равно нулю *. Линии имеют распределенные индуктивности и емкости и, следовательно, переходный процесс содержит теоретически бесконечное множество частот. Тем не менее линия имеет основную частоту, определяемую ее длиной и скоростью распространения и зависящую, таким образом, от времени пробега волны напряжения

$$\tau=a/v. \tag{51}$$

Распределение напряжения в зависимости от времени и, следовательно, напряжение на разомкнутом разрывном участке, а также в середине провода могут рассчитываться по теории бегущих волн (метод Рюденберга). На рис. 8 в виде своего рода моментальных снимков показано местоположение бегущих волн, в каждом случае на расстоянии, соответствующем половине времени пробега линии. В момент времени $t=0$ распределение напряжения разделяется на волну, бегущую вперед, и волну, бегущую назад, причем эти волны имеют одинаковую высоту. В тот же момент размыкается выключатель, т. е. провод теперь разомкнут в точке C, и каждая набегающая волна отражается

---

* В сети с бесконечной мощностью на сборных шинах напряжение считается заданным, и на эквивалентной схеме такая сеть представляется идеальным источником э. д. с. С падениями напряжения от этой э. д. с. до точки A и от точки C до места короткого замыкания ввиду их малости можно не считаться. (*Прим. редактора перевода*).

с ее полной высотой и тем же знаком. В точке A к проводу приложено постоянное напряжение $\hat{E}$, т. е. каждая набегающая волна дополняется до высоты приложенного напряжения; высота обратной волны равна разности приложенного напряжения и высоты набегающей волны. Источник напряжения стремится установить на проводе конечное состояние, которое выражается постоянным напряжением $\hat{E}$ по всему проводу. Поэтому в момент времени $t=0$ напряжение на всем проводе будет ниже установившегося значения, так что во время переходного процесса напряжение в любой точке провода не может быть меньше, чем в начале.

В момент времени $t=\tau/2$ волна, бегущая вправо, дошла до половины линии, а волна, бегущая влево, передвинулась до половины линии в направлении к источнику. Этот процесс непрерывно продолжается, и по прошествии времени пробега τ устанавливается одинаковое напряжение по всей линии. Однако ввиду того, что прямые и обратные волны не во всех точках линии одинаковы протекают токи, поддерживающие переходный процесс, несмотря на кажущееся достижение конечного состояния. По прошествии времени 3τ тот же процесс повторяется снова, однако и здесь система ни в коем случае не находится в состоянии покоя. В момент времени 4τ снова достигается исходное состояние, процесс опять повторяется и расчет можно прекратить. В нижней части рис. 8 представлены зависимости от времени напряжения в начале линии (точка A), в середине (точка B) и на конце (точка C). Из графика видно, что напряжение в точке A остается в соответствии с принятой предпосылкой неизменным, в точке B оно имеет трапецеидальную форму изменения и не опускается ниже первоначально имевшегося напряжения,

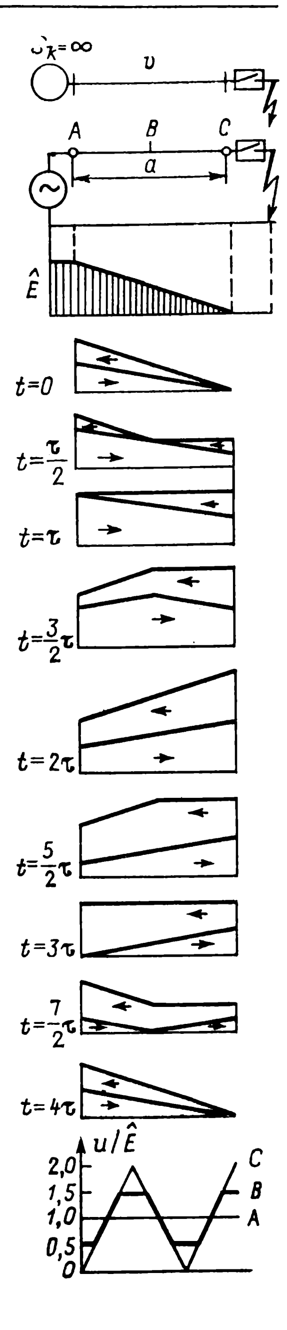


Рис. 8

а в точке C достигает наибольшего значения $2\hat{E}$ и имеет треугольную характеристику. Следовательно, период переходного процесса равен четырехкратному времени пробега волны напряжения по линии. В действительности этот процесс, конечно, не продолжается в течение бесконечно длительного времени, так как уже в его начале затухание сглаживает пики и постепенно переводит переходный процесс в затухающее, более или менее синусоидальное колебание. Однако проведенные на сетях опыты показывают, что значительное затухание может ожидаться только после десяти и более периодов переходного процесса.

Покажем на простом примере возможные при этом напряжения и значения времени пробега волн напряжения. При длине линии 300 км и скорости распространения 300 м/мкс получается время пробега $\tau=1$ мс и период переходного процесса $T=4$ мс. Основная частота переходного процесса при этом составляет 250 Гц. Исходя из этого при восстанавливающемся напряжении $\sqrt{2}\cdot 220/\sqrt{3}=180$ кВ начальная крутизна нарастания этого напряжения непосредственно после перехода тока через нуль будет $du/dt=180/1=0{,}18$ кВ/мкс.

Пример со столь большой длиной линии был выбран потому, что падением напряжения на реактивном сопротивлении сети можно пренебрегать лишь в том случае, если реактивное сопротивление линии очень велико по сравнению с реактивным сопротивлением сети. Это более или менее соответствует действительности лишь при большой длине линий.

6. Восстанавливающееся напряжение вдоль линии между двумя сетями с бесконечной мощностью при коротком замыкании на станции

На рис. 9 сверху показана линия, соединяющая две системы с бесконечной мощностью. В этой линии на некотором небольшом расстоянии от ее середины находится станция, в одном из ответвлений которой необходимо отключить короткое замыкание. Ниже на рисунке изображена эквивалентная схема; она содержит два идеальных источника напряжения, по одному для каждой системы, а также соответствующие линии и выключатель. График распределения напряжения показывает, что, как и в предыдущем примере, происходит лишь линейное падение напряжения вдоль линии вплоть до места неисправности.

Расчет переходного процесса на линии в этом несколько усложненном случае более удобно производить с помощью графика пробега волн. Распределение напряжения дает опять-таки, как и в предыдущем случае, для обоих отрезков линии по две бегущие волны, одна из которых пробегает в прямом на-

правлении, а другая — в обратном. Однако на этот раз волны проходят через выключатель беспрепятственно, т. е. без отражения или преломления. В конечных точках линии в местах соединения с идеальными источниками напряжение также дополняется до значения питающего напряжения. Пусть на графике прямые линии, направленные вправо, представляют волны, пробегающие в прямом направлении, а линии, направленные влево, изображают волны, бегущие в обратном направлении. В момент времени $t=0$ для отдельных точек принимаются мгновенные значения напряжения, поделенные на 2. При этом в графике пробега волн питающее напряжение принято в качестве относительной величины, равной 3, для того, чтобы при разделении линий на 2+3 отрезка получить удобные для оперирования числа.

График показывает, что после 10 шагов по времени, т. е. по прошествии удвоенного суммарного времени пробега волн по обоим отрезкам линии, вновь достигается исходное состояние и процесс, следовательно, повторяется. Хотя в линии не учитывалось затухание, амплитуда колебания напряжения достигала лишь $^5/_3$ питающего напряжения.

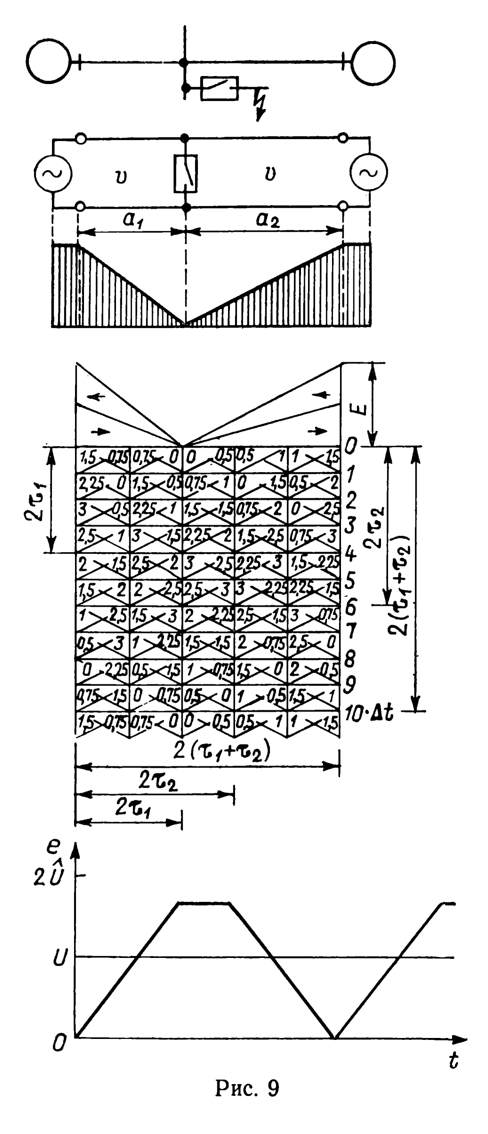


Рис. 9

Здесь оказывается, что амплитудный коэффициент в сети снижается не столько в результате затухания, сколько под действием взаимного наложения частот в результате наличия линий с контурами, имеющими несколько собственных частот.

7. Удаленное короткое замыкание

Особое значение для нагрузки на выключатель имеет так называемое удаленное короткое замыкание. В этом случае на восстанавливающееся напряжение сети по одну сторону от выключателя, которое, как правило, имеет довольно низкую частоту, накладывается высокочастотное восстанавливающееся напряжение на некотором коротком участке линии по другую сторону от выключателя. Такой случай имеет место тогда, когда короткое замыкание происходит не на самой станции непосредственно за выключателем, а на расстоянии от станции, на линии. При этом реактивное сопротивление линии не настолько велико, чтобы ток короткого замыкания был существенно ниже тока короткого замыкания непосредственно на станции, однако повышение напряжения на этом участке линии в результате большой крутизны его нарастания представляет собой значительную нагрузку на выключатель сразу же после перехода тока через нуль.

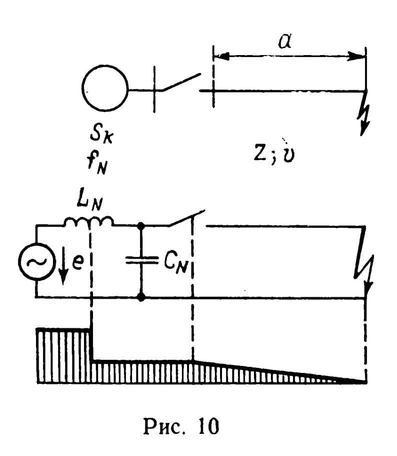


Рис. 10

На рис. 10 изображены однофазная сеть с мощностью короткого замыкания S_k и собственной частотой f_n, выключатель, участок линии длиной a с волновым сопротивлением Z и скоростью распространения v, а также короткое замыкание. На эквивалентной схеме сеть представлена источником напряжения e, индуктивностью L_n и емкостью C_n. Затем следует выключатель и участок линии a. Показанная ниже схема распределения напряжения содержит падение напряжения на индуктивности и линейный спад напряжения вдоль линии.

Из мощности короткого замыкания сети S_{kn} и рабочего напряжения U_b рассчитывается индуктивность сети

$$L_n = \frac{X_n}{\omega} = \frac{U_b^2}{\omega S_{kn}}. \qquad (52)$$

Из характеристик линии рассчитывается ее индуктивность

$$L_L = aL'_L = a\sqrt{L'/C'}\sqrt{L'C'} = aZ/v, \qquad (53)$$

а также время пробега волны напряжения по линии

$$\tau = a/v; \quad v = 1/\sqrt{L'C'}; \quad Z = \sqrt{L'/C'}. \qquad (54)$$

Мощность короткого замыкания на расстоянии a ограничивается последовательным соединением реактивных сопротивлений сети и линии:

$$S_{ka} = \frac{U_b^2}{X_n + X_L} = \frac{U_b^2}{\omega (L_n + L_L)} = U_b I_{ka}. \quad (55)$$

Питающее напряжение

$$U_b \rightarrow e = \hat{E} \cos \omega t \quad (56)$$

подразделяется на два составляющих напряжения, одно из которых приходится на реактивное сопротивление сети, а другое — на реактивное сопротивление линии. При этом составляющая, приходящаяся на реактивное сопротивление сети, имеет амплитуду

$$\hat{U}_n = \hat{E} \frac{L_N}{L_n + L_L} = \frac{\hat{E}}{1 + L_L/L_n} = \frac{\hat{E}\, \omega\, L_n S_{ka}}{U_b^2}, \quad (57)$$

а составляющая, приходящаяся на реактивное сопротивление линии, соответственно равна

$$\hat{U}_L = \hat{E} \frac{L_L}{L_n + L_L} = \frac{\hat{E}}{1 + L_n/L_L} = \frac{\hat{E}\, \omega\, L_L S_{ka}}{U_b^2}. \quad (58)$$

Отсюда можно рассчитать крутизну колебания напряжения на линии

$$\frac{dU_L}{dt} = \frac{\hat{U}_L}{\tau} = \hat{E} \frac{\omega\, L_L S_{ka}}{\tau\, U_b^2} = \sqrt{2}\, \omega\, Z \frac{S_{ka}}{U_b} = \sqrt{2}\, \omega\, Z I_{ka}. \quad (59)$$

При этом общее восстанавливающееся напряжение составляет

$$\hat{U}_w = E \left(\cos \omega\, t - \frac{\hat{U}_N}{\hat{E}} \cos \omega_N\, t - \frac{\hat{U}_L}{\hat{E}} w_v \right). \quad (60)$$

Бегущая волна w_v имеет в соответствии с изложенным в § 5 треугольную характеристику с периодом 4τ и амплитудой $\hat{U}_L$. На рис. 11 приведена осциллограмма восстанавливающегося напряжения при отключении короткого замыкания, удаленного от станции на расстояние 5,8 км.

Для примера предположим короткое замыкание однопроводной линии 220 кВ с результирующим волновым сопротивлением $Z = 480$ Ом. При отключении тока короткого замыкания с эффективным значением 40 кА крутизна нарастания колеблющегося напряжения на линии составляет $du_L/dt = \sqrt{2} \cdot 314 \cdot 480 \cdot 40 =$ 8,5 кВ/мкс.

Таким образом, эта нагрузка зависит в основном только от отключаемого тока, а не от рабочего напряжения. Поэтому при низком рабочем напряжении нагрузка повышается, однако ток при неисправности на линии с увеличением расстояния также уменьшается значительно быстрее, чем в высоковольтной линии.

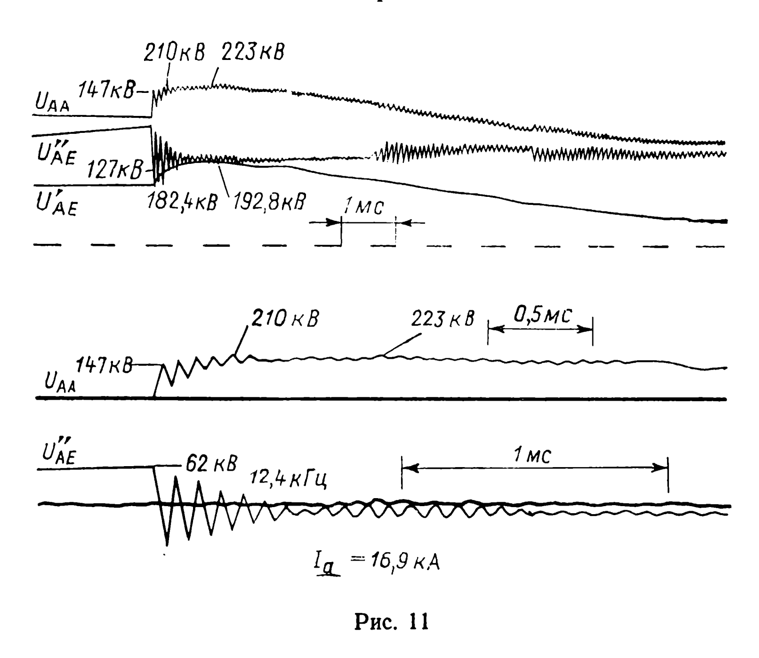


Рис. 11

8. Восстанавливающееся напряжение в цепи трехфазного тока

а. **Восстанавливающееся напряжение рабочей частоты.** В сети трехфазного тока в одном и том же месте неисправности возможны одно-, двух- и трехфазные токи короткого замыкания. При отключении короткого замыкания контакты выключателя прерывают ток всегда в момент его естественного перехода через нуль, т. е. при отключении трехфазного короткого замыкания контакты размыкаются в определенной временно̀й последовательности. При этом нагрузки по току и напряжению на три полюса выключателя являются в процессе отключения различными. Особое значение при отключении трехфазного короткого замыкания имеет восстанавливающееся напряжение на первом гасящем полюсе.

На рис. 12 схематично показана сеть трехфазного тока, на которой как раз с помощью трехполюсного выключателя произ-

водится отключение трехфазного короткого замыкания. Определим сначала напряжение с рабочей частотой. Для этой цели необходимо знать величины $\underline{E}_1$, $\underline{Z}_0$, $\underline{Z}_1$ и $\underline{Z}_2$. При размыкании тока в фазе A напряжения $\underline{U}_B$ и $\underline{U}_C$, а также ток I_A равны нулю. Из краевых условий для $\underline{U}_B$ и $\underline{U}_C$ находим с помощью уравнений табл. 1 главы 2 условие для $\underline{U}_1$ и $\underline{U}_2$:

$$\begin{array}{l|r} \underline{U}_B = \underline{U}_0 + \underline{a}^2\underline{U}_1 + \underline{a}\underline{U}_2 = 0; & 1 \\ \underline{U}_C = \underline{U}_0 + \underline{a}\underline{U}_1 + \underline{a}^2\underline{U}_2 = 0 & -1 \\ \hline (\underline{a}^2 - \underline{a})\,\underline{U}_1 + (\underline{a} - \underline{a}^2)\,\underline{U}_2 = 0; & \\ -j\sqrt{3}\,\underline{U}_1 + j\sqrt{3}\,\underline{U}_2 = 0; & \\ \underline{U}_1 = \underline{U}_2. & \end{array} \tag{61}$$

При повторной подстановке этого условия получим дополнительно условие для $\underline{U}_0$:

$$\begin{gathered} \underline{U}_0 + (\underline{a}^2 + \underline{a})\,\underline{U}_1 = 0; \\ \underline{U}_0 - \underline{U}_1 = 0; \\ \underline{U}_0 = \underline{U}_1 = \underline{U}_2. \end{gathered} \tag{62}$$

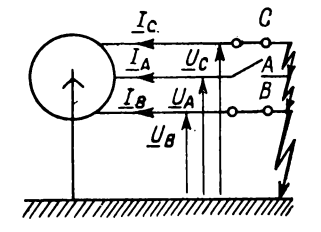


Рис. 12

Таким же образом из табл. 1 главы 2 получаем уравнение для тока I_A, выраженного в его симметричных составляющих. Заменив три тока напряжениями и полными сопротивлениями, получим

$$\begin{gathered} \underline{I}_A = \underline{I}_0 + \underline{I}_1 + \underline{I}_2 = -\frac{\underline{U}_0}{\underline{Z}_0} + \frac{\underline{E}_1 - \underline{U}_1}{\underline{Z}_1} - \frac{\underline{U}_2}{\underline{Z}_2} = 0 = \\ = -\frac{\underline{U}_0}{\underline{Z}_0} + \frac{\underline{E}_1 - \underline{U}_0}{\underline{Z}_1} - \frac{\underline{U}_0}{\underline{Z}_2} = 0; \\ \underline{U}_0\left(\frac{1}{\underline{Z}_0} + \frac{1}{\underline{Z}_1} + \frac{1}{\underline{Z}_2}\right) = \frac{\underline{E}_1}{\underline{Z}_1}. \end{gathered} \tag{63}$$

Полные сопротивления прямой последовательности $\underline{Z}_1$ и обратной последовательности $\underline{Z}_2$ различны только у генераторов, а для линии и трансформаторов они равны. Поэтому при большой мощности короткого замыкания в сети в общем случае можно полагать, что на долю полных сопротивлений более удаленных от места неисправности генераторов приходится лишь незначительная часть общего полного сопротивления короткого

замыкания. Ввиду этого, как правило, можно просто приравнивать $\underline{Z}_1$ и $\underline{Z}_2$. Таким образом,

$$\underline{U}_0 = \frac{\underline{E}_1}{1 + \underline{Z}_1/\underline{Z}_2 + \underline{Z}_1/\underline{Z}_0},$$

а при $\underline{Z}_1 = \underline{Z}_2$ (64)

$$U_0 = \frac{\underline{E}_1}{2 + \underline{Z}_1/\underline{Z}_0}.$$

Напряжение $\underline{U}_A$ на промежутке между разомкнутыми контактами, выраженное в его трех симметричных составляющих, описывается уравнением

$$\underline{U}_A = \underline{U}_0 + \underline{U}_1 + \underline{U}_2 = 3\underline{U}_0 = \frac{3\underline{E}_1}{2 + \underline{Z}_1/Z_{10}}. \tag{65}$$

В сетях с заземлением нейтрали через небольшое активное сопротивление полные сопротивления $\underline{Z}_1$ и $\underline{Z}_0$ в основном индуктивны и имеют приблизительно одинаковый фазовый угол. Поэтому их отношение можно в приближенном виде считать действительной величиной. Далее полное сопротивление нулевой последовательности имеет порядок полного сопротивления прямой последовательности. Следовательно, для практических условий отношение восстанавливающегося напряжения на первом гасящем полюсе A выключателя при рабочей частоте к напряжению нейтрали можно считать таким:

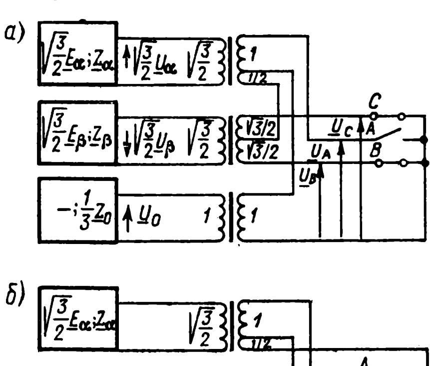
$\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$	0,5	1	2	4	∞
$\underline{U}_A/\underline{E}_A$	0,75	1	1,2	1,33	1,5

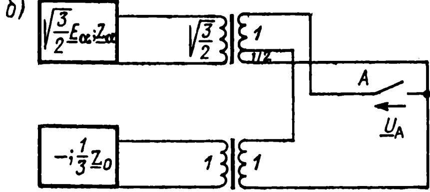
Согласно этому для сетей со свободной нейтралью при гашении замыкания на землю или при трехфазном коротком замыкании без касания земли (в обоих случаях $\underline{Z}_0 = \infty$) восстанавливающееся напряжение с рабочей частотой будет равно 1,5-кратному напряжению нейтрали на первом гасящем полюсе.

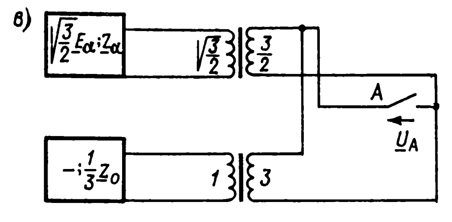
б. **Свободная составляющая восстанавливающегося напряжения.** Для определения восстанавливающегося напряжения необходимо не только установить его значение при рабочей частоте, но и построить эквивалентную схему для определения частоты колебательного переходного процесса. Для этого целесообразно воспользоваться теорией $\alpha\beta0$-составляющих, которая в соответствии с рис. 12 главы 2 дает приведенную на рис. 13 данной главы эквивалентную схему для перехода с $\alpha\beta0$ на ABC.

На рис. 13 слева в рамках указаны $\alpha\beta0$-составляющие. В середине приведена схема преобразователей, связывающая $\alpha\beta0$-составляющие с воспроизведенным в системе ABC и уже разомкнутым на одном полюсе выключателем, а также с коротким замыканием: β-система замкнута накоротко непосредственно через полюсы B и C. Кроме того, она симметрична относительно по-

люса A, а следовательно, не оказывает никакого влияния на восстанавливающееся напряжение на этом полюсе. Поэтому β-систему можно исключить, в результате чего нижний конец преобразователя α-системы будет связан непосредственно с местом короткого замыкания.







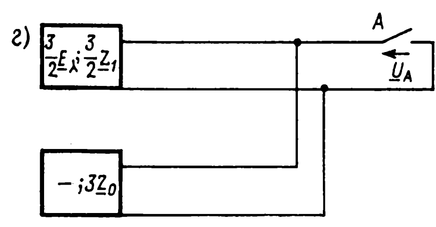


Рис. 13

Преобразователь нулевой системы присоединен своим нижним концом к нижнему концу преобразователя α-системы. Следовательно, обмотку с числом витков $1/2$ в нулевой системе можно пересчитать в обмотку с числом витков $3/2$ α-системы. В результате этого число витков преобразователя нулевой системы будет утроено.

При симметричном питающем напряжении $\underline{E}_\alpha = \underline{E}_\lambda$. Поэтому, как уже было установлено выше, можно принять $\underline{Z}_1 = \underline{Z}_2$, вследствие чего в свою очередь будет $\underline{Z}_\alpha = \underline{Z}_1$.

На рис. 13, *г* приведены соответствующие соотношения для питающего напряжения и полных сопротивлений в α-системе. Можно произвести анализ преобразователей, который даст пересчет полных сопротивлений в α-системе и нулевой системе в соответствии с квадратом изменения коэффициента трансформации. Отсюда в конце концов вытекает, что для расчета восстанавливающегося напряжения на первом гасящем полюсе выключателя при отключении трехфазного короткого замыкания в эквивалентной схеме α-система с $^3/_2\underline{Z}_d = {^3/_2}\underline{Z}_1$ и с питающим напряжением $^3/_2\underline{E}_\alpha = {^3/_2}\underline{E}_Y$ соединена параллельно с нулевой системой с полным сопротивлением $3\underline{Z}_0$.

По схеме можно очень просто определить выведенную ранее зависимость для восстанавливающегося напряжения с рабочей частотой:

$$\underline{U}_A = \frac{3}{2}\underline{E}_\lambda \frac{3\underline{Z}_0}{3\underline{Z}_0 + \frac{3}{2}\underline{Z}_1} = \frac{3\underline{E}_\lambda}{2 + \underline{Z}_1/\underline{Z}_0}. \quad (66)$$

При разомкнутом выключателе между α-системой и нулевой системой протекает ток, обусловливаемый напряжением $^3/_2\underline{E}_\lambda$ и ограничиваемый полным сопротивлением $^3/_2\underline{Z}_1 + 3\underline{Z}_0$. При этом к межконтактному промежутку приложено падение напряжения на полном сопротивлении $3\underline{Z}_0$.

Далее для самого переходного процесса определяющее значение имеет проводимость, измеренная со стороны зажимов. Она рассчитывается по параллельной схеме соединения α-системы и нулевой системы при замкнутом накоротко источнике напряжения в α-системе и составляет

$$Y_\text{p} = \frac{1}{3\underline{Z}_0} + \frac{2}{3\underline{Z}_1}. \quad (67)$$

В качестве примера рассмотрим сеть со следующими параметрами: номинальным напряжением $U_N = 220$ кВ; мощностью короткого замыкания $S_k = 4000$ МВ · А; собственной частотой системы прямой последовательности $f_1 = 500$ Гц; отношение реактивного сопротивления нулевой последовательности к реактивному сопротивлению прямой последовательности $X_0/X_1 = 2$; отношение емкости прямой последовательности к емкости нулевой последовательности $C_1/C_0 = 1{,}5$.

Рассчитываем в первую очередь индуктивность и емкость системы прямой последовательности:

$$L_1 = \frac{U_N^2}{\omega S_k} = \frac{220^2}{314 \cdot 4000} = 38{,}5 \text{ мГн};$$

$$C_1 = \frac{1}{(2\pi f_1)^2 L_1} = \frac{1}{(2\pi \cdot 500)^2 \cdot 38{,}5} = 2{,}63 \text{ мкФ}.$$

Отсюда определяется индуктивность и емкость системы нулевой последовательности:

$$L_0 = \frac{X_0}{X_1} L_1 = 2 \cdot 38{,}5 = 77 \text{ мГн};$$

$$C_0 = \frac{C_0}{C_1} C_1 = \frac{1}{1{,}5} \cdot 2{,}63 = 1{,}75 \text{ мкФ}.$$

Дополнительно определим еще собственную частоту системы нулевой последовательности, которая ввиду более высокого реактивного сопротивления обычно бывает ниже собственной частоты системы прямой последовательности. Получается

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{77\cdot 1{,}75}} = 435 \text{ Гц}.$$

Эти значения справедливы для эквивалентной схемы на рис. 14, соответствующей рис. 13, *г*. Рассчитаем восстанавливающееся напряжение с рабочей частотой:

$$U_A = 3\frac{\underline{E}_\lambda}{2+\underline{Z}_1/\underline{Z}_0} \approx \frac{3\underline{E}_\lambda}{2+L_1/L_0} = 1{,}2\underline{E}_\lambda = 1{,}2\cdot\frac{220}{\sqrt{3}} = 152{,}4 \text{ кВ}.$$

Здесь, правда, не учтено некоторое повышение напряжения вследствие влияния емкостей. Как было показано в § 2, это, как правило, допустимо.

Индуктивности в α-системе и нулевой системе при замкнутом

Рис. 14

накоротко источнике напряжения соединены параллельно. То же самое относится и к емкостям. Исходя из этого, получаем результирующие значения

$$L_p = \frac{{}^3/_2 L_1\cdot 3L_0}{{}^3/_2 L_1 + 3L_0} = {}^3/_2 L_1 \frac{1}{1+{}^1/_2 L_1/L_0} = 3/2\cdot 38{,}5\times$$

$$\times\frac{1}{1+1/2\cdot 1/2} = 46{,}2 \text{ мГн};$$

$$C_p = {}^2/_3 C_1 + {}^1/_3 C_0 = 2/3\cdot 2{,}63 + 1/3\cdot 1{,}75 = 2{,}34 \text{ мкФ},$$

а отсюда вытекает результирующая собственная частота

$$f_p = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_p C_p}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{46{,}2\cdot 2{,}34}} = 484 \text{ Гц}.$$

В этом простом примере с одночастотной системой прямой последовательности и одночастотной системой нулевой последовательности происходит также одночастотный переходный процесс с некоторой средней частотой. Однако, как правило, расчет не ограничивается одночастотными системами прямой или нулевой последовательности. Поэтому эквивалентная система становится более сложной и анализ ее собственных частот приходится производить с помощью ЭЦВМ или на модели сети.

РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

СИНХРОННЫЕ МАШИНЫ

ГЛАВА ПЯТАЯ

ТЕОРИЯ ДВУХ РЕАКЦИЙ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Анализ работы синхронных машин может быть выполнен с помощью уравнений, в которые входят потокосцепления и взаимные индуктивности, изменяющиеся периодически.

Но более целесообразно разложить магнитный поток машины, намагничивающую силу (н. с.) обмотки статора и соответствующие напряжения на две составляющие. Одну из составляющих следует направить по оси полюса, а другую — по оси симметрии между полюсами. Ось полюса (продольная ось) сдвинута относительно оси симметрии между полюсами (поперечной оси) на 90°. Следовательно, на векторной диаграмме составляющие взаимно перпендикулярны. Эти составляющие называют соответственно продольными и поперечными. Параметры обмотки статора, соответствующие продольной составляющей, обозначают индексом d, а поперечной — q; параметры демпферной обмотки обозначают соответственно индексами D и Q.

1. Уравнения эквивалентных контуров ротора

На рис. 1 схематически представлено взаимное расположение обмоток статора и ротора синхронной машины. Там же изображено распределение в расточке основного потока Φ_h (потока взаимной индукции); индукция вдоль расточки распределена синусоидально. В явнополюсных машинах это достигается соответствующим выбором формы полюсного наконечника, а в неявнополюсных — выбором зубцовой зоны ротора с распределенной обмоткой. В установившемся режиме основной поток в расточке вращается синхронно с ротором. ЭДС неподвижной обмотки статора изменяется во времени синусоидально. Максимальное значение э. д. с. какой-либо фазы обмотки имеет место в момент, когда приращение основного потока, сцепленного с осью этой фазы, максимально. Такой момент изображен на рис. 1. Нулевое значение индукции основного потока, сину-

соидально распределенного вдоль расточки, совпадает с осью фазы обмотки. Амплитуда же кривой индукции совпадает с осью этой фазы лишь через четверть периода. Амплитуда кривой распределения основного потока в расточке совпадает с продольной осью полюсов лишь в режимах холостого хода и синхронного компенсатора; при активной и смешанной нагрузке ($0<\cos\varphi<1$) в установившемся режиме амплитуды этой кривой сдвинуты относительно оси полюсов. В неустановившемся режиме, например при качаниях и внезапных изменениях на-

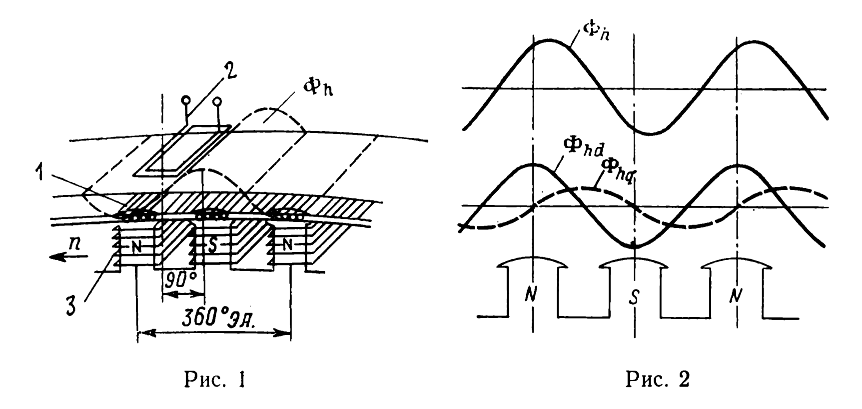


Рис. 1 Рис. 2

грузки, взаимное расположение основного потока и оси полюсов постоянным не сохраняется; здесь изменяется во времени не только сдвиг фазы относительно оси полюсов, но и амплитуда.

На рис. 2 кривая распределения основного потока представлена двумя составляющими Φ_{hd} и Φ_{hq}, причем амплитуды кривой Φ_{hd} совпадают с продольной осью полюсов, а Φ_{hq} — с поперечной. Если изменяется фазовый угол кривой распределения основного потока Φ_h, то изменяются и амплитуды составляющих Φ_{hd} и Φ_{hq}, причем амплитуда одной из составляющих увеличивается, а другой уменьшается. Если же изменяется амплитуда кривой основного потока Φ_h, то амплитуды составляющих изменяются в ту же сторону; например, при увеличении амплитуды кривой Φ_h амплитуды кривых Φ_{hd} и Φ_{hq} увеличиваются. Таким образом, изменения кривой основного потока Φ_h по амплитуде и фазе могут быть представлены только изменением амплитуд составляющих Φ_{hd} и Φ_{hq}.

Основной поток Φ_h мы разложили на две составляющие таким образом, что только составляющая Φ_{hd} образует потокосцепление с обмоткой возбуждения (3); составляющая Φ_{hq} в этой обмотке ЭДС не индуктирует. Для демпферной обмотки (*1*) имеют место потокосцепления с обеими составляющими,

однако и в этом случае разложение потока Φ_h на составляющие Φ_{hd} и Φ_{hq} дает определенные преимущества. Это объясняется тем, что стержни демпферной обмотки в большинстве случаев распределены вдоль полюсного деления неравномерно. Например, у явнополюсных машин стержни уложены только в пазах полюсных наконечников, а в межполюсном пространстве они отсутствуют. Отметим, что если демпферная обмотка выполнена неполной, т. е. перемычки между полюсами отсутствуют, то в такой обмотке индуктируется ЭДС главным образом от составляющей Φ_{hd}; потокосцепление, соответствующее Φ_{hq}, незначительно. Эти обстоятельства, связанные с конструкцией демпферной обмотки, расчетно учитываются тем, что ее параметры в уравнениях для продольной и поперечной осей имеют различные значения. Подробно вопросы разложения потока Φ_h на составляющие, вычисления параметров контуров статора, соответствующих обеим осям, изложены в следующей главе.

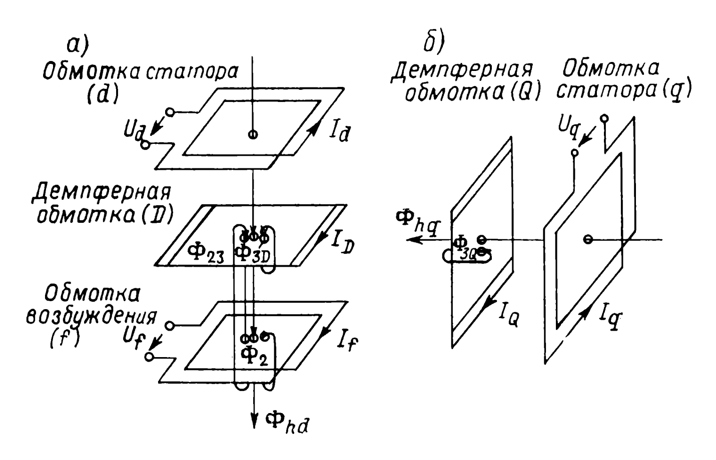


Рис. 3

Сначала мы рассмотрим электромагнитные процессы в контурах ротора. Параметры этих контуров, входящие в уравнения, мы запишем сначала в абсолютных единицах, для того чтобы более полно изложить физическую сторону процессов. Затем мы перейдем к уравнениям в относительных единицах; такая форма записи имеет определенные преимущества.

На рис. 3 схематически представлено расположение эквивалентных контуров статора и ротора, соответствующих продольной и поперечной осям. По продольной оси имеются контур обмотки возбуждения, короткозамкнутый эквивалентный контур демпферной обмотки и эквивалентный контур обмотки статора.

На рис. 3, *а* обозначены: U_f, I_f — напряжение и ток обмотки возбуждения, I_D — продольная составляющая тока демпферной обмотки. По поперечной оси контур обмотки возбуждения отсутствует. Обмотке статора соответствуют два эквивалентных контура. При вращении ротора один из этих контуров (с током I_d) неподвижен относительно продольной оси, а другой (с током I_q) — относительно поперечной. Оба тока постоянные; связь между ними и трехфазным током, в действительности протекающим по обмотке статора, показана ниже.

Рассмотрим сначала процессы в контурах по продольной оси. Соответственно токам, указанным на рис. 3, *а*, имеют место следующие потоки: основной поток Φ_{hd} (поток взаимной индукции), потоки рассеяния Φ_2, Φ_{3D} и Φ_{23}. Поток рассеяния Φ_{23} сцеплен только с обмоткой возбуждения и демпферной; потокосцепление с обмоткой статора отсутствует. Этот поток особенно заметен у турбогенераторов, где обмотка возбуждения (*1*) и демпферная (*2*) лежат в одних и тех же пазах (рис. 4), а магнитное сопротивление трубки потока Φ_{23}, замыкающейся вокруг основания паза, значительно меньше, чем трубки Φ_{3D}, пересекающей паз дважды *. Естественно, эти магнитные сопротивления зависят также от степени насыщения активной стали ротора, особенно в зоне у основания паза.

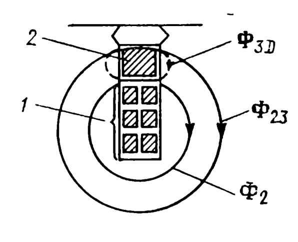


Рис. 4

Для того чтобы несколько упростить уравнения для потокосцеплений, мы приведем параметры контуров ротора к числу витков w_1 обмотки статора; все приведенные величины обозначим, как обычно, со штрихом. Основному потоку Φ_{hd} соответствуют намагничивающие силы $w_1 I_d$, $w_1 I'_D$, $w_1 I'_f$ и магнитное сопротивление R_{mhd} (рис. 3, *а*):

$$\Phi_{hd} = \frac{w_1}{R_{mhd}} \left(I'_f + I'_D - I_d\right). \qquad (1)$$

Потоку рассеяния Φ_2, сцепленному только с обмоткой возбуждения, соответствует намагничивающая сила $w_1 I'_f$ и магнитное сопротивление R_{m2}:

$$\Phi_2 = \frac{w_1}{R_{m2}} I'_f. \qquad (2)$$

* В отечественных сериях двухполюсных турбогенераторов Т2, ТВ2, ТВФ, ТВВ, ТГВ и др. мощностью до 1200 МВт включительно демпферная обмотка, уложенная в пазы в виде стержней по всей длине активной части ротора под клином отсутствует. (*Прим. переводчика.*)

Аналогично для потоков рассеяния Φ_{3D} и Φ_{23} запишем:

$$\Phi_{3D}=\frac{w_1}{R_{m3D}}I'_D;\quad \Phi_{23}=\frac{w_1}{R_{m23}}\left(I'_f+I'_D\right). \tag{3; 4}$$

Уравнение ЭДС для короткозамкнутого контура демпферной обмотки по продольной оси

$$I'_D R'_D+w_1\frac{d}{dt}\left(\Phi_{hd}+\Phi_{3D}+\Phi_{23}\right)=0; \tag{5}$$

соответственно для обмотки возбуждения

$$I'_f R'_f+w_1\frac{d}{dt}\left(\Phi_{hd}+\Phi_2+\Phi_{23}\right)=U'_f, \tag{6}$$

где R'_f — сопротивление обмотки возбуждения.

Подставим в последние два уравнения выражения для потоков из (2) — (4). В результате получаем:

$$I'_D R'_D+\frac{d}{dt}\left[w_1\Phi_{hd}+\left(\frac{w_1^2}{R_{m3D}}+\frac{w_1^2}{R_{m23}}\right)I'_D+\frac{w_1^2}{R_{m23}}I'_f\right]=0; \tag{7}$$

$$I'_f R'_f+\frac{d}{dt}\left[w_1\Phi_{hd}+\left(\frac{w_1^2}{R_{m2}}+\frac{w_1^2}{R_{m23}}\right)I'_f+\frac{w_1^2}{R_{m23}}I'_D\right]=U'_f. \tag{8}$$

Уравнения (1), (7), (8) описывают процессы в контурах ротора по продольной оси. Их можно упростить следующим образом. Умножим на w_1 выражение w_1/R_{mhd}, стоящее перед скобкой в уравнении (1); в результате получим выражение для взаимной индуктивности, соответствующей основному потоку по продольной оси и приведенной к обмотке статора:

$$L_{hd}=\frac{w_1^2}{R_{mhd}}. \tag{9}$$

Остальные индуктивности, содержащиеся в уравнениях ЭДС (7) и (8), выразим в долях взаимной индуктивности L_{hd}:

$$\frac{w_1^2}{R_{m3D}}+\frac{w_1^2}{R_{m23}}=\sigma_D L_{hd}; \tag{10}$$

$$\frac{w_1^2}{R_{m2}}+\frac{w_1^2}{R_{m23}}=\sigma_f L_{hd}; \tag{11}$$

$$\frac{w_1^2}{R_{m23}}=\sigma_{fD} L_{hd}, \tag{12}$$

где σ_D, σ_f, σ_{fD} — соответствующие коэффициенты рассеяния.

Следует отметить, что магнитные сопротивления R_{m23}, R_{m3D}, R_{m2} весьма значительны, поэтому коэффициенты рассеяния составляют примерно 0,1.

Выразим теперь в относительных единицах напряжения и токи, входящие в уравнения (1), (7) и (8). Используем для этого установившийся режим холостого хода при номинальной частоте вращения ω_N и номинальном линейном напряжении U_N. Пусть обмотка статора соединена в звезду, так что фазное напряжение равно $U_N/\sqrt{3}$. Тогда поток холостого хода Φ_{h1} равен основному потоку машины, поток по поперечной оси в этом режиме отсутствует.

Согласно уравнению (1), потоку Φ_{h1} соответствует лишь ток в обмотке возбуждения I'_{f1}, так как токи в обмотке статора и демпферной в этом режиме отсутствуют. В уравнении (8) члены, находящиеся под знаком производной, равны нулю, поэтому ток возбуждения I'_{f1} и напряжение обмотки ротора связаны законом Ома. Используя уравнение (9), запишем следующие соотношения:

$$\frac{U_N}{\sqrt{3}} = \omega_N w_1 \Phi_{h1} = \omega_N L_{hd} I'_{f1} = \omega_N L_{hd} \frac{U'_{f1}}{R_f}. \tag{13}$$

Разделим все члены уравнений (7) и (8) на соответствующие члены соотношения (13). Используя уравнения (10), (11), (12), получаем

$$\frac{I'_D R'_D}{I'_{f1}\omega_N L_{hd}} + \frac{d}{dt}\left(\frac{w_1\Phi_{hd}}{\omega_N w_1 \Phi_{h1}} + \frac{L_{hd}\sigma_D I'_D}{\omega_N L_{hd} I'_{f1}} + \frac{L_{hd}\sigma_{fD} I'_f}{\omega_N L_{hd} I'_{f1}}\right) = 0; \tag{14}$$

$$\frac{I'_f R'_f}{I'_{f1}\omega_N L_{hd}} + \frac{d}{dt}\left(\frac{w_1\Phi_{hd}}{\omega_N w_1 \Phi_{h1}} + \frac{L_{hd}\sigma_f I'_f}{\omega_N L_{hd} I'_{f1}} + \frac{L_{hd}\sigma_{fD} I'_D}{\omega_N L_{hd} I'_{f1}}\right) = \frac{U'_f}{U'_{f1}} \cdot \frac{R'_f}{\omega_N L_{hd}}. \tag{15}$$

Аналогично из уравнения (1) получаем

$$\frac{\Phi_{hd}}{\omega_N w_1 \Phi_{h1}} = \frac{L_{hd}}{w_1}\left(\frac{I'_f}{\omega_N L_{hd} I'_{f1}} + \frac{I'_D}{\omega_N L_{hd} I'_{f1}} - \frac{I_d}{U_N/\sqrt{3}}\right). \tag{16}$$

Умножим обе части этого уравнения на $\omega_N w_1$; кроме того, числитель и знаменатель последнего слагаемого в правой части

домножим на I_N. Используя обозначения для токов, приведенных к обмотке статора, получаем:

$$-\frac{I'_D}{I'_{f1}} = \frac{L_{hd}}{R'_D} \cdot \frac{d}{dt}\left(\frac{\Phi_{hd}}{\Phi_{h1}} + \sigma_D \frac{I'_D}{I'_{f1}} + \sigma_{fD} \frac{I'_f}{I'_{f1}}\right); \qquad (17)$$

$$\frac{U'_f}{U'_{f1}} - \frac{I'_f}{I'_{f1}} = \frac{L_{hd}}{R'_f} \cdot \frac{d}{dt}\left(\frac{\Phi_{hd}}{\Phi_{h1}} + \sigma_f \frac{I'_f}{I'_{f1}} + \sigma_{fD} \frac{I'_D}{I'_{f1}}\right); \qquad (18)$$

$$\frac{\Phi_{hd}}{\Phi_{h1}} = \frac{I'_f}{I'_{f1}} + \frac{I'_D}{I'_{f1}} - \frac{\omega_N L_{hd}}{U_N / \left(\sqrt{3}\, I_N\right)} \cdot \frac{I_d}{I_N}. \qquad (19)$$

Уравнения (17) — (19) являются уравнениями потокосцеплений для контуров по продольной оси. Уравнения потокосцеплений для контуров по поперечной оси выводятся аналогично. С учетом обозначений на рис. 3, *б* и соотношения (13) имеем

$$-\frac{I'_Q}{I'_{f1}} = \frac{L_{hq}}{R'_Q} \cdot \frac{d}{dt}\left(\frac{L_{hd}}{L_{hq}} \cdot \frac{\Phi_{hq}}{\Phi_{h1}} + \sigma_Q \frac{I'_Q}{I'_{f1}}\right); \qquad (20)$$

$$\frac{\Phi_{hq}}{\Phi_{h1}} = \frac{L_{hq}}{L_{hd}}\left[\frac{I'_Q}{I'_{f1}} - \frac{\omega_N L_{hd}}{U_N / \left(\sqrt{3}\, I_N\right)} \cdot \frac{I_q}{I_N}\right], \qquad (21)$$

где R'_Q — активное сопротивление контура демпферной обмотки по поперечной оси; $L_{hq} = w^2{}_1/R_{mhq}$ — взаимная индуктивность контуров по поперечной оси, приведенная к обмотке статора; $\sigma_Q = (w^2{}_1/R_{mhQ}) : L_{hq}$ — коэффициент рассеяния контура демпферной обмотки по поперечной оси.

Отметим, что для контуров по поперечной оси имеют место лишь два уравнения потокосцеплений, так как потокосцепление с обмоткой возбуждения отсутствует.

Упростим теперь вид уравнения (17)—(21). Обозначим отношения токов, напряжений и потоков, входящих в эти уравнения, соответствующими малыми буквами:

$$\frac{I_d}{I_N} = i_d; \quad \frac{I_q}{I_N} = i_q; \quad \frac{I'_D}{I'_{f1}} = i_D;$$

$$\frac{I'_Q}{I'_{f1}} = i_Q; \quad \frac{I'_f}{I'_{f1}} = i_f;$$

$$\frac{U_f'}{U_{f1}'} = u_f; \quad \frac{\Phi_{hd}}{\Phi_{h1}} = \varphi_{hd}, \quad \frac{\Phi_h}{\Phi_{h1}} = \varphi_{hq}.$$

В правой части уравнения (17) перед знаком производной стоит отношение взаимной индуктивности L_{hd} к сопротивлению контура демпферной обмотки R'_D. Это отношение есть постоянная времени контура демпферной обмотки, соответствующая основному потоку по продольной оси, $T_D = L_{hd}/R'_D$.

Аналогичные отношения имеются перед знаком производной в правой части уравнений (18) и (20). Обозначим: $T_Q = L_{hq}/R'_Q$ — постоянная времени контура демпферной обмотки, соответствующая основному потоку по поперечной оси; $T_f = L_{hd}/R'_f$ — постоянная времени обмотки возбуждения, соответствующая основному потоку по продольной оси.

В целях упрощения вида уравнений (17)—(21) введем дополнительно понятие о базисном сопротивлении

$$Z_N = \frac{U_N}{\sqrt{3}\, I_N} = \frac{U_N^2}{P_N} \tag{22}$$

(для обмотки статора с соединением фаз в звезду).

В уравнениях (19) и (21) числитель последних слагаемых в правой части содержит произведение $\omega_N L_{hd}$, отнесенное к этому сопротивлению. Обозначим:

$$\frac{\omega_N L_{hd}}{U_N / \left(\sqrt{3}\, I_N\right)} = \frac{\omega_N L_{hd}}{z_N} = x_{hd} \tag{23}$$

— реактивное сопротивление взаимной индуктивности по продольной оси (в относительных единицах).

В уравнения потокосцеплений для поперечной оси (20) и (21) входит отношение взаимных индуктивностей по поперечной и продольной осям. Оно характеризует степень магнитной несимметрии ротора; обозначим

$$\frac{L_{hq}}{L_{hd}} = \frac{x_{hq}}{x_{hd}} = C_q. \tag{24}$$

Отметим, что для турбогенераторов $c_q \approx 1$. Запишем теперь уравнения (17)—(21) с учетом введенных обозначений. В результате получаем следующую систему уравнений:

для контуров демпферной обмотки

$$-i_D = T_D \frac{d}{dt} (\varphi_{hd} + \sigma_D i_D + \sigma_{fD} i_f); \tag{25}$$

$$-i_Q = T_Q \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{c_q} \varphi_{hq} + \sigma_Q i_Q \right); \tag{26}$$

для обмотки возбуждения

$$u_f - i_f = T_f \frac{d}{dt}\left(\varphi_{hd} + \sigma_f i_f + \sigma_{fD} i_Q\right); \quad (27)$$

для составляющих основного потока

$$\varphi_{hd} = i_f + i_D - x_{hd} i_d; \quad (28)$$

$$\varphi_{hq} = c_q (i_Q - x_{hd} i_q). \quad (29)$$

В этих уравнениях не учтено, что магнитное сопротивление трубок основного потока зависит от насыщения. Связь между составляющими потока φ_{hd}, φ_{hq} и токами в контурах i_f, i_D, i_d, i_Q, i_q (рис. 3) в действительности нелинейна. Ее можно приближенно учесть двумя коэффициентами насыщения: γ_d — для продольной оси и γ_q — для поперечной. Тогда уравнения (28), (29) принимают вид

$$\varphi_{hd} = \gamma_d (i_f + i_D - x_{hd} i_d); \quad (30)$$

$$\varphi_{hq} = \gamma_q c_q (i_Q - x_{hd} i_q) \quad (31)$$

Коэффициенты γ_d, γ_q зависят от соотношения основного потока и намагничивающей силы, которая ему соответствует. Оба коэффициента монотонно уменьшаются при увеличении основного потока. Более подробно мы рассмотрим этот вопрос в главе 7. Отметим, что для неустановившихся процессов, протекающих достаточно быстро, насыщение, вызванное основным потоком, обычно не имеет существенного значения, так что можно для расчета режимов использовать уравнения (28) и (29).

2. Уравнения эквивалентных контуров обмотки статора

При выводе уравнений для контуров ротора мы заменили обмотку статора двумя эквивалентными контурами, один из которых при вращении ротора неподвижен относительно продольной оси полюса, а другой — относительно поперечной. Токи в первом контуре (I_d) и во втором (I_q) — постоянные. Рассмотрим связь между токами в эквивалентных контурах I_d, I_q, параметрами этих контуров и трехфазным током, в действительности протекающим по обмотке статора. Для этого мы используем преобразование Парка, которое более подробно изложено в главе 2.

При вращении ротора основной поток Φ_h перемещается относительно фаз A, B, C обмотки статора. Мгновенные значения потока взаимной индукции, сцепленного с фазами обмотки A, B, C, обозначим индексами этих фаз (Φ_{hA}, Φ_{hB}, Φ_{hC}). Для каждой из фаз можно записать уравнение ЭДС. Например для фазы A

$$E_A = w_1 \frac{d\Phi_{hA}}{dt}. \tag{32}$$

Отметим, что поток Φ_{hA} изменяется во времени относительно фазы обмотки A синусоидально.

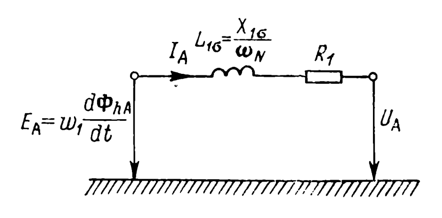


Рис. 5

Запишем далее соотношение между ЭДС фазы и напряжением на ее зажимах. Например, для фазы A (рис. 5)

$$E_A = w_1 \frac{d\Phi_{hA}}{dt} = I_A R_1 + \frac{dI_A}{dt} L_{1\sigma} + U_A, \tag{33}$$

где I_A — ток в фазе; R_1 — активное сопротивление фазы; $L_{1\sigma}$ — индуктивность рассеяния фазы; U_A — напряжение.

Уравнения, аналогичные (33), нетрудно записать и для остальных фаз обмотки (B, C), причем их токи и напряжения сдвинуты во времени соответственно на 120 и 240°. Эти три уравнения удобно представить в виде одного матричного

$$\mathbf{E}_{ABC} = w_1 \frac{d\mathbf{\Phi}_{h\,ABC}}{dt} = \mathbf{I}_{ABC} R_1 + \frac{d\mathbf{I}_{ABC}}{dt} L_{1\sigma} + \mathbf{U}_{ABC}. \tag{34}$$

В это уравнение входят три матрицы ($\mathbf{E}_{ABC}$, $\mathbf{I}_{ABC}$, $\mathbf{U}_{ABC}$). Каждая такая матрица может быть представлена в виде матрицы-столбца, содержащей соответствующие фазные величины:

$$\mathbf{U}_{ABC} = \begin{Vmatrix} U_A \\ U_B \\ U_C \end{Vmatrix}. \tag{35}$$

Используем для записи уравнений контуров статора систему относительных единиц. Она уже была применена нами ранее [уравнения (25)—(29)]. Для фазного напряжения в соответствии с уравнениями (13) и (22) запишем:

$$U_{N\lambda} = w_1 \omega_N \Phi_{h1} = I_N Z_N. \qquad (36)$$

Разделим все слагаемые в правой части уравнения (34) на соответствующие выражения уравнения (36). В результате получаем

$$\frac{d}{d\omega_N t} \frac{\mathbf{\Phi}_{hABC}}{\Phi_{h1}} = \frac{\mathbf{I}_{ABC} R_1}{I_N Z_N} + \frac{d}{d\omega_N t} \frac{\mathbf{I}_{ABC} \omega_N L_{1\sigma}}{I_N Z_N} + \frac{\mathbf{U}_{ABC}}{U_{N\lambda}}. \qquad (37)$$

Представим относительное мгновенное значение потока взаимной индукции, сцепленного с каждой из фаз, в виде

$$\frac{\mathbf{\Phi}_{h\,ABC}}{\Phi_{h1}} = \frac{1}{\Phi_{h1}} \begin{Vmatrix} \Phi_{hA} \\ \Phi_{hB} \\ \Phi_{hC} \end{Vmatrix} = \begin{Vmatrix} \Phi_{hA}/\Phi_{h1} \\ \Phi_{hB}/\Phi_{h1} \\ \Phi_{hC}/\Phi_{h1} \end{Vmatrix} = \begin{Vmatrix} \varphi_{hA} \\ \varphi_{hB} \\ \varphi_{hC} \end{Vmatrix} = \boldsymbol{\varphi}_{hABC}. \qquad (38)$$

Малыми буквами обозначим также относительные величины токов, напряжений и сопротивлений:

$$\frac{\mathbf{I}_{ABC}}{I_N} = \mathbf{i}_{ABC}; \quad \frac{\mathbf{U}_{ABC}}{U_N} = \mathbf{u}_{ABC}; \quad \frac{R_1}{Z_N} = r_1; \quad \frac{\omega_N L_{1\sigma}}{Z_N} = x_{1\sigma}.$$

Тогда уравнение (37) примет вид

$$\frac{d\boldsymbol{\varphi}_{hABC}}{d\omega_N t} = \mathbf{i}_{ABC} r_1 + \frac{d\mathbf{i}_{ABC}}{d\omega_N t} x_{1\sigma} + \mathbf{u}_{ABC}. \qquad (39)$$

В главе 2 показано, что между величинами в системах ABC и $0dq$ справедливы следующие матричные соотношения:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\varphi}_{hABC} &= \mathbf{T}^{-1}_{0dq,\,ABC} \cdot \boldsymbol{\varphi}_{h0dq}; \\ \mathbf{i}_{ABC} &= \mathbf{T}^{-1}_{0dq,\,ABC} \cdot \mathbf{i}_{0dq}; \\ \mathbf{u}_{ABC} &= \mathbf{T}^{-1}_{0dq,\,ABC} \cdot \mathbf{u}_{0dq}. \end{aligned} \qquad (40)$$

Тогда уравнение (39) можно представить так:

$$\frac{d}{d\omega_N t} \left(\mathbf{T}^{-1}_{0dq,\,ABC} \cdot \boldsymbol{\varphi}_{h0dq} \right) = \mathbf{T}^{-1}_{0dq,\,ABC} \cdot \mathbf{i}_{0dq} \cdot r_1 + \frac{d}{d\omega_N t} \left(\mathbf{T}^{-1}_{0dq,\,ABC} \cdot \mathbf{i}_{0dq} \cdot x_{1\sigma} \right) + $$
$$+ \mathbf{T}^{-1}_{0dq,\,ABC} \cdot \mathbf{u}_{0dq}. \qquad (41)$$

В этом уравнении под знаком производной дважды встречается матричное произведение. Отметим, что для дифференцирования по частям матричного произведения справедливо соотношение:

$$\frac{d}{d\omega_N t}\left(\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}\cdot\mathbf{A}\right)=\frac{d\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}}{d\omega_N t}\cdot\mathbf{A}+\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}\frac{d\mathbf{A}}{d\omega_N t}.$$

Используя его, из уравнения (41) получаем:

$$\frac{d\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}}{d\omega_N t}\cdot\boldsymbol{\varphi}_{h0dq}+\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}\frac{d\boldsymbol{\varphi}_{h0dq}}{d\omega_N t}=\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}\cdot\mathbf{i}_{0dq}\cdot r_1+$$

$$+\frac{d\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}}{d\omega_N t}\mathbf{i}_{0dq}x_{1\sigma}+\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}\cdot\frac{d\mathbf{i}_{0dq}}{d\omega_N t}+\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}\mathbf{u}_{0dq}. \quad (42)$$

Для того чтобы упростить уравнение (42), умножим все его члены на матрицу $\mathrm{T}_{dq0,ABC}$ слева, причем матрица $\mathrm{T}_{dq0,ABC}$ обратна матрице $T^{-1}_{dq0,ABC}$, так что их произведение равно единичной матрице:

$$\mathbf{T}_{0dq,ABC}\cdot\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}=\|1\|. \quad (43)$$

Для членов уравнения (42), которые содержат производную $d\mathbf{T}^{-1}{}_{0dq,ABC}/d\omega_N t$, справедливо соотношение:

$$\mathbf{T}_{0dq,ABC}\cdot\frac{d\mathbf{T}^{-1}_{0dq,ABC}}{d\omega_N t}=-\frac{\omega}{\omega_N}\mathbf{K}=-n_r\mathbf{K}, \quad (44)$$

где

$$\mathbf{K}=\begin{Vmatrix}0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 1\\ 0 & -1 & 0\end{Vmatrix}, \quad (44а)$$

а n_r — частота вращения машины, отнесенная к номинальной.

Из уравнения (42) после преобразований получаем

$$\mathbf{u}_{0dq}=-\mathbf{i}_{0dq}\cdot r_1+\frac{d}{d\omega_N t}\left[\boldsymbol{\varphi}_{h\,0dq}-\mathbf{i}_{0dq}x_{1\sigma}\right]-n_r\mathbf{K}\left[\boldsymbol{\varphi}_{h\,0dq}-\mathbf{i}_{0dq}x_{1\sigma}\right]. \quad (45)$$

В подробной записи это уравнение имеет вид:

$$\begin{Vmatrix}u_0\\ u_d\\ u_q\end{Vmatrix}=-\begin{Vmatrix}i_0\\ i_d\\ i_q\end{Vmatrix}\cdot r_1+\frac{d}{d\omega_N t}\begin{Vmatrix}\varphi_{h0}-i_0x_{1\sigma}\\ \varphi_{hd}-i_dx_{1\sigma}\\ \varphi_{hq}-i_qx_{1\sigma}\end{Vmatrix}-$$

$$-n_r\begin{Vmatrix}0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 1\\ 0 & -1 & 0\end{Vmatrix}\cdot\begin{Vmatrix}\varphi_{h0}-i_0x_{1\sigma}\\ \varphi_{hd}-i_dx_{1\sigma}\\ \varphi_{hq}-i_qx_{1\sigma}\end{Vmatrix}. \quad (46)$$

Из этого матричного уравнения получаем систему уравнений для эквивалентных контуров обмотки статора

$$u_0 = -i_0 r_1 + \frac{d}{d\omega_N t}(\varphi_{h0} - i_0 x_{1\sigma}); \quad (47)$$

$$u_d = -i_d r_1 + \frac{d}{d\omega_N t}(\varphi_{hd} - i_d x_{1\sigma}) - n_r(\varphi_{hq} - i_q x_{1\sigma}); \quad (48)$$

$$u_q = -i_q r_1 + \frac{d}{d\omega_N t}(\varphi_{hq} - i_q x_{1\sigma}) + n_r(\varphi_{hd} - i_d x_{1\sigma}). \quad (49)$$

Первое уравнение этой системы устанавливает связь между нулевыми составляющими напряжения, тока и потока, сцепленного с обмоткой статора. Они соответствуют нулевым составляющим, которые мы можем получить при разложении трехфазной системы на составляющие симметричные или $0\alpha\beta$. Ток i_0 в уравнении (47) — переменный, его амплитуда и фаза одинаковы для всех трех фаз обмотки статора. Этот ток замыкается через нулевую заземленную точку обмотки статора и землю, которая играет роль обратного провода*. Току i_0 соответствует поток, изменяющийся во времени. Аналогично току этот поток для всех трех фаз по амплитуде и фазе одинаков. Он замыкается через сердечник статора, зазор, вал ротора, подшипники и корпус статора. Однако, если нулевая точка обмотки статора не заземлена, то нулевой ток отсутствует; соответственно уравнение (47) теряет смысл.

Рассмотрим теперь физический смысл уравнений (48) и (49). В отличие от тока i_0 и напряжения u_0 составляющие тока i_d, i_q и напряжения u_d, u_q — постоянные; в установившемся режиме они не изменяются во времени.

Результаты выполненных нами линейных преобразований Парка можно сделать более наглядными, если рассмотреть обращенную синхронную машину, у которой обмотка возбуждения и демпферная расположены на статоре, а обмотка якоря — на роторе (рис. 6). Ротор вращается с номинальной частотой. Подключим обмотку якоря к коллектору с двумя парами щеток d_1, d_2 и q_1, q_2. Оси магнитных потоков участков обмотки, заключенных между щетками d_1, d_2 и q_1, q_2, неподвижны в пространстве, несмотря на то, что ротор вращается. Первые слагаемые в правой части уравнений (48) и (49) соответствуют падению напряжения в активном сопротивлении обмотки якоря (ротора), вторые — ЭДС трансформации, а третьи — ЭДС вращения.

* В ряде установок предусматривается специальный нулевой провод. (*Прим. редактора перевода.*)

В установившемся режиме ток и напряжение во времени не изменяются, так что в уравнениях (48) и (49) члены, содержащие производную, обращаются в нуль. Для установившегося режима эти уравнения принимают вид:

$$u_d = -i_d r_1 - n_r (\varphi_{hq} - i_q x_{1\sigma}); \tag{50}$$

$$u_q = -i_q r_1 + n_r (\varphi_{hd} - i_d x_{1\sigma}). \tag{51}$$

Постоянные величины, определенным образом ориентированные в пространстве, можно в данном случае представить в виде

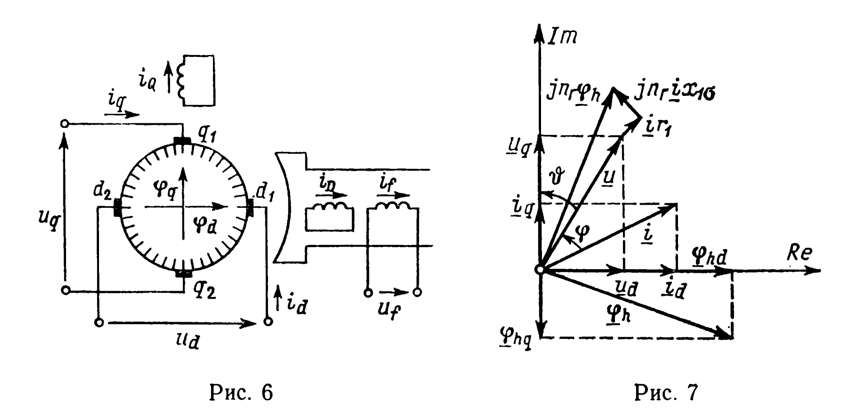


Рис. 6 Рис. 7

ориентированных во времени векторов, которые соответствуют переменным величинам. С учетом того, что оси обеих обмоток якоря сдвинуты на 90° эл., совместим продольную ось машины (рис. 6) с вещественной осью временно́й векторной диаграммы (рис. 7), а поперечную — с мнимой. Соответственно умножим все члены уравнения (51) на $j = \sqrt{-1}$; используя уравнение (50), получаем

$$u_d + ju_q = -(i_d + ji_q) r_1 - n_r [(\varphi_{hq} - j\varphi_{hd}) - (i_q - ji_d) x_{1\sigma}]. \tag{52}$$

Обозначим малыми буквами, подчеркнутыми снизу, векторы

$$\underline{u} = u_d + ju_q; \tag{53}$$

$$\underline{i} = i_d + ji_q; \tag{54}$$

$$\underline{\varphi}_h = \varphi_{hd} + j\varphi_{hq}. \tag{55}$$

После несложных преобразований получаем

$$\underline{u} = -\underline{i} r_1 + jn_r (\underline{\varphi}_h - \underline{i} x_{1\sigma}). \tag{56}$$

На рис. 7 представлена векторная диаграмма, соответствующая уравнению (56). Между векторами напряжения $\underline{u}$ и тока $\underline{i}$ указан фазовый угол φ, а между вектором напряжения $\underline{u}$ и поперечной осью — угол нагрузки ϑ. Из диаграммы можно получить также следующие соотношения между модулями векторов и их составляющими:

$$u_d = u \sin \vartheta; \qquad u_q = u \cos \vartheta; \tag{57}$$

$$i_d = i \sin(\vartheta + \varphi); \qquad i_q = i \cos(\vartheta + \varphi). \tag{58}$$

3. Уравнение моментов

Запишем уравнение моментов для генератора

$$\Theta \frac{d\Omega}{dt} = M_A - M_L, \tag{59}$$

где Θ — динамический момент инерции вращающихся масс; Ω — угловая частота вращения ротора; M_L — результирующий электромагнитный момент, приложенный к валу ротора; M_A — момент на валу приводного двигателя.

Для того чтобы перейти к относительным единицам, разделим все члены уравнения (59) на номинальный момент синхронного генератора

$$M_N = P_N / \Omega_N, \tag{60}$$

а в выражении, стоящем в левой части уравнения (59), дополнительно отнесем частоту вращения Ω к номинальной Ω_N. В результате получаем

$$\frac{\Theta \Omega_N}{M_N} \cdot \frac{d}{dt} \frac{\Omega}{\Omega_N} = \frac{M_A}{M_N} - \frac{M_L}{M_N}. \tag{61}$$

Дробь в левой части этого уравнения перед знаком производной является постоянной времени разгона агрегата; обозначим ее $T_m = \Theta \Omega_N / M_N$. Эта величина определяет промежуток времени, в течение которого агрегат достигает номинальной частоты вращения при пуске из состояния покоя, если результирующий момент, приложенный к валу ротора, равен номинальному $[M_A - M_L = M_N \neq f(\Omega)]$.

Уравнение моментов с учетом выражения для постоянной времени разгона принимает вид

$$T_m \frac{dn}{dt} = m_A - m_L, \tag{62}$$

где $m_A = M_A / M_N$; $m_L = M_L / M_N$; $n_r = \Omega / \Omega_N$.

Электромагнитная мощность может быть выражена либо исходя из момента генератора и частоты вращения, либо исходя из баланса мощности:

$$n_r m_L = ui\cos\varphi + i^2 r_1 \tag{63}$$

или

$$n_r m_L = ui\cos(\vartheta + \varphi - \vartheta) + i^2 r_1. \tag{64}$$

Первое слагаемое в правой части характеризует мощность, отдаваемую в сеть, а второе — потери в обмотке статора.

Используя выражение для косинуса суммы двух углов ($\varphi+\vartheta$) и ($-\vartheta$), получаем

$$n_r m_L = u\cos\vartheta\cdot i\cos(\vartheta+\varphi) + u\sin\vartheta\cdot i\sin(\vartheta+\varphi) + i^2 r_1. \tag{65}$$

Подставим в это выражение значения составляющих напряжения и тока из (57) и (58):

$$n_r m_L = u_q i_q + u_d i_d + \left(i_q^2 + i_d^2\right) r_1. \tag{66}$$

Из уравнений (50) и (51) нетрудно получить выражения для составляющих основного потока (взаимной индукции); с учетом этих выражений уравнение для результирующего электромагнитного момента принимает вид

$$m_L = \varphi_{hd} i_q - \varphi_{hq} i_d. \tag{67}$$

Соответственно уравнение моментов будет

$$T_m \frac{dn_r}{dt} = m_A - (\varphi_{hd} i_q - \varphi_{hq} i_d). \tag{68}$$

Угол поворота ротора ϑ (в электрических градусах) вычисляется из дифференциального уравнения

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \omega = \omega_N n_r. \tag{69}$$

Его решение

$$\vartheta = \omega_N \int n_r dt. \tag{70}$$

4. Сводка уравнений синхронной машины по теории двух реакций

Уравнение контуров статора:

$$u_d = -i_d r_1 + \frac{d}{d\omega_N t}(\varphi_{hd} - i_d x_{1\sigma}) - n_r(\varphi_{hq} - i_q x_{1\sigma}); \tag{71а}$$

$$u_q = -i_q r_1 + \frac{d}{d\omega_N t}(\varphi_{hq} - i_q x_{1\sigma}) + n_r(\varphi_{hd} - i_d x_{1\sigma}). \tag{71б}$$

Уравнения контуров ротора:

$$\varphi_{hd}=\gamma_d\,(i_f+i_D-x_{hd}i_d); \tag{71в}$$

$$\varphi_{hq}=\gamma_q c_q\,(i_Q-x_{hd}i_q); \tag{71г}$$

$$u_f-i_f=T_f\,\frac{d}{dt}\,(\varphi_{hd}+i_f\sigma_f+i_D\sigma_{fD}); \tag{71д}$$

$$-i_D=T_D\,\frac{d}{dt}\,(\varphi_{hd}+i_D\sigma_D+i_f\sigma_{fD}); \tag{71е}$$

$$-i_Q=T_Q\,\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{c_q}\cdot\varphi_{hq}+i_Q\sigma_Q\right). \tag{71ж}$$

Уравнение моментов:

$$T_m\,\frac{dn}{dt}=m_A-(\varphi_{hd}i_q-\varphi_{hq}i_d); \tag{71з}$$

$$\vartheta=\omega_N\int n_r\,dt. \tag{71и}$$

Уравнения для составляющих напряжения и тока:

$$u_d=u\sin\vartheta; \qquad u_q=u\cos\vartheta; \tag{71к}$$

$$i_d=i\sin(\vartheta+\varphi); \qquad i_q=i\cos(\vartheta+\varphi). \tag{71л}$$

(Эти уравнения в литературе принято называть уравнениями Парка—Горева).

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ПАРАМЕТРЫ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ СИНХРОННУЮ МАШИНУ В ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ РЕЖИМАХ

Из системы уравнений главы 5 следует, что роторные контуры характеризуются постоянными времени T_f, T_D и T_Q. Они учитывают магнитную инерцию обмоток, наличие которой не позволяет скачкообразно изменяться потоку, сцепленному с какой-либо из обмоток. При резком изменении нагрузки машины имеют место переходные процессы в роторе, которые влияют на ток и напряжение в обмотке статора. Например, в синхронной машине при внезапном коротком замыкании возникает в первый момент ток, который многократно превышает установившийся, причем он затухает до установившегося лишь примерно в течение одной секунды.

При аналитическом исследовании синхронных машин различают следующие режимы:

1. Установившийся.

2. Неустановившийся. К нему относятся:

Переходный процесс. Он имеет место в первый момент после внезапного изменения нагрузки, если демпферная обмотка на роторе отсутствует. Отметим, что токи в демпферной обмотке затухают значительно быстрее, чем в обмотке возбуждения; поэтому с некоторым приближением можно принять, что в машине с демпферной обмоткой непосредственно после затухания в этой обмотке токов также имеет место переходный процесс.

Сверхпереходный процесс. Он имеет место в первый момент после внезапного изменения нагрузки машины с демпферной обмоткой. Отметим, что воздействие, аналогичное демпферной обмотке, оказывает массив ротора турбогенератора.

Рассмотрим вывод соотношений для расчета этих режимов. Используем с этой целью систему уравнений, полученную в гл. 5. Эта система в практических расчетах может быть реализована лишь численными методами, например с помощью ЭЦВМ или аналоговых устройств. При ее аналитическом решении целесообразно предварительно пренебречь некоторыми членами, которые лишь незначительно влияют на результат.

Введем следующие упрощения:

1) активное сопротивление обмотки статора r_1 примем равным нулю, так как оно обычно весьма мало;

2) члены в уравнениях (71а) и (71б) главы 5, содержащие производную по времени, примем равными нулю, так как они мало влияют на неустановившиеся процессы в статоре из-за большой величины ω_N, стоящей в знаменателе;

3) коэффициенты насыщения γ_d и γ_q примем равными единице;

4) переходный и сверхпереходный процессы будем рассматривать раздельно; предполагается, что постоянные времени контуров демпферной обмотки значительно меньше, чем обмотки возбуждения;

5) частоту вращения n примем постоянной и равной номинальной, т. е. $n_r = n/n_N = 1$.

Ниже, в § 1—5 уравнения (71а)—(71ж) из главы 5 приведены с учетом перечисленных упрощений для указанных выше режимов.

1. Установившийся режим

Система уравнений (71а)—(71ж) из главы 5 для установившегося режима дополнительно упрощается, так как все слагаемые в этих уравнениях, содержащие производную по

времени, обращаются в нуль. Уравнения (71а) — (71д) принимают вид

$$u_d = -(\varphi_{hd} - i_q x_{1\sigma}); \quad (1)$$

$$u_q = \varphi_{hd} - i_d x_{1\sigma}; \quad (2)$$

$$\varphi_{hd} = i_f - x_{hd} i_d; \quad (3)$$

$$\varphi_{hq} = -c_q x_{hd} i_q; \quad (4)$$

$$u_f = i_f. \quad (5)$$

Уравнения (71е) и (71ж) системы отпадают.

Подставим выражения для потоков φ_{hd} и φ_{hq} из уравнений (3) и (4) в уравнения (1) и (2). В результате получим

$$u_d = (c_q x_{hd} + x_{1\sigma})\, i_q; \quad (6)$$

$$u_q = i_f - (x_{hd} + x_{1\sigma})\, i_d. \quad (7)$$

Суммы реактивных сопротивлений, стоящих в скобках в правой части этих уравнений, называются синхронными реактивными сопротивлениями. Различают синхронные реактивные сопротивления по продольной оси

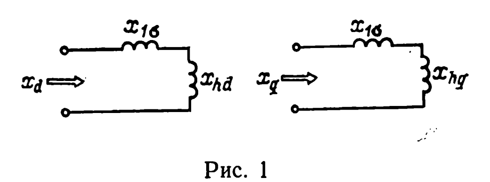


Рис. 1

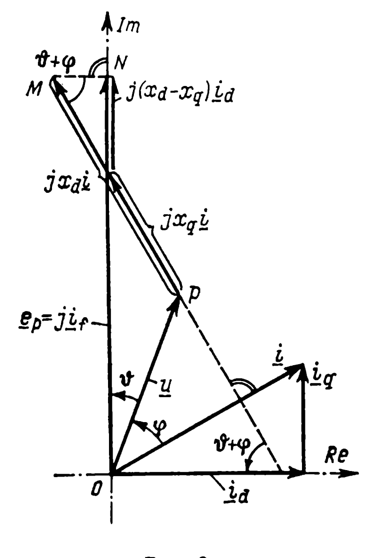


Рис. 2

$$x_d = x_{hd} + x_{1\sigma} \quad (8)$$

и по поперечной

$$x_q = c_q x_{hd} + x_{1\sigma} = x_{hq} + x_{1\sigma}. \quad (9)$$

Они характеризуют только установившийся режим работы машины.

Выражениям (8) и (9) соответствуют эквивалентные схемы на рис. 1. Выражения для напряжений эквивалентных контуров по продольной и поперечной осям с учетом уравнений (8) и (9) таковы:

$$u_d = x_q i_q; \quad (10)$$

$$u_q = i_f - x_d i_d. \quad (11)$$

Для их определения должны быть известны составляющие тока статора и ток возбуждения.

На рис. 2 представлена векторная диаграмма, соответствующая последним уравнениям. Аналогично тому, как это было сделано в гл. 5, совместим продольную ось машины с вещественной осью на комплексной плоскости, а поперечную — с мнимой. Умножим все члены уравнения (11) на j и сложим с соответствующими членами уравнения (10); в результате получим

$$u_d + ju_q = ji_f + x_q i_q - jx_d i_d. \tag{12}$$

С учетом обозначений для $\underline{u}$, $\underline{i}$ [см. гл. 5, уравнения (53) и (54)] это выражение преобразуем к виду

$$\underline{u} = j\underline{i}_f - j(x_d - x_q)\,\underline{i}_d - jx_q\underline{i}. \tag{13}$$

Отметим, что на диаграмме рис. 2 вектор НС возбуждения $\underline{i}_f$ совпадает по направлению с продольной осью, а вектор $j\underline{i}_f$ — с поперечной; вектору $j\underline{i}_f$ соответствует ЭДС статора, пропорциональная НС возбуждения. Эту ЭДС обычно обозначают на векторной диаграмме $\underline{e}_p$ и называют продольной ЭДС за синхронным сопротивлением; направление вектора $\underline{i}_d$ на диаграмме совпадает с продольной осью.

С помощью уравнения (13) из векторной диаграммы могут быть определены вектор $\underline{u}$ и угол нагрузки ϑ, который вектор $\underline{u}$ составляет с поперечной осью. Для этого следует из вектора $\underline{e}_p = j\underline{i}_f$ вычесть два вектора: один из них $j(x_d - x_q)\underline{i}_d$, а другой — $jx_q\underline{i}$, перпендикулярный вектору $\underline{i}$ (рис. 2). Если же заданы векторы тока и напряжения, а угол нагрузки ϑ и ЭДС $\underline{e}_p$ требуется определить, необходимо выполнить следующее построение. Из начала координат следует направить векторы напряжения $\underline{u}$ и тока $\underline{i}$, сдвинутого относительно $\underline{u}$ на угол φ, а затем к точке P (концу вектора $\underline{u}$) пристроить два вектора: $jx_d\underline{i}$ и $jx_q\underline{i}$, которые перпендикулярны вектору $\underline{i}$. После этого можно определить направление и модуль вектора $\underline{e}_p$. Поперечная ось, определяющая направление вектора $\underline{e}_p$, проходит через начало координат и конец вектора $jx_q\underline{i}$. Для определения модуля $\underline{e}_p$ надо опустить перпендикуляр из точки M (конца вектора $jx_d\underline{i}$) на поперечную ось. Отрезок ON равен $|\underline{e}_p|$. Действительно, нетрудно показать, используя систему уравнений (71) из главы 5, что проекция отрезка TM на поперечную ось равна

$$|TN| = (x_d i - x_q i)\sin(\vartheta + \varphi) = (x_d - x_q)\, i \sin(\vartheta + \varphi) = (x_d - x_q)\, i_d. \tag{14}$$

Следует отметить, что если векторы напряжения и тока заданы, то угол нагрузки ϑ зависит от синхронного реактивного сопротивления по поперечной оси x_q; от величины x_d угол ϑ не зависит.

Рассмотрим теперь генератор в установившемся режиме с активной нагрузкой, которую мы заменим эквивалентной проводимостью g, и индуктивной, эквивалентную проводимость которой обозначим через y (рис. 3). Вычислим составляющие тока i_d и i_q, исходя из составляющих напряжения u_d и u_q. С этой целью можно записать уравнение для тока, соответствующее схеме соединения генератора с нагрузкой (рис. 3),

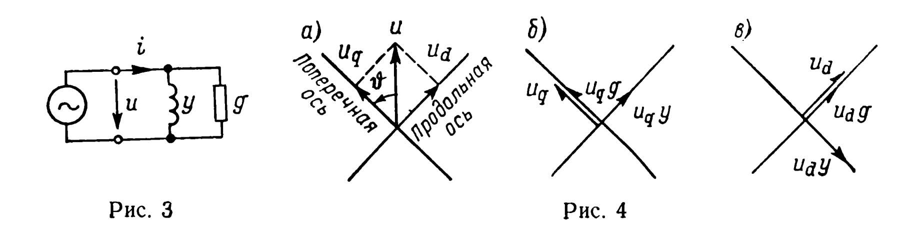


Рис. 3 Рис. 4

после чего аналитически преобразовать это уравнение по Парку.

Однако проще вывести расчетные уравнения, используя векторные диаграммы (рис. 4); отметим, что в установившемся режиме члены преобразования, содержащие производные, равны нулю. На рис. 4, *а* представлено разложение вектора напряжения на составляющие. Составляющей вектора напряжения по поперечной оси u_q соответствует ток $u_q g$, протекающий через проводимость g; этот ток совпадает по фазе с составляющей напряжения u_q и направлен по поперечной оси. Ток $u_q y$ отстает от составляющей u_q на 90° и направлен по продольной оси (рис. 4, *б*). Аналогичные диаграммы могут быть построены и для токов, вызванных составляющей напряжения u_d; вектор тока $u_d g$ направлен по продольной оси, а тока $u_d y$ — по поперечной в отрицательном направлении (рис. 4, *в*). Запишем уравнения для обеих составляющих тока:

$$\begin{aligned} i_d &= u_d g + u_q y; \\ i_q &= u_q g - u_d y. \end{aligned} \qquad (15)$$

Этот же результат может быть получен с помощью уравнений, в которых напряжение, ток и проводимость представлены в виде комплексных величин, причем для вывода не требуется дополнительных допущений.

Для векторов тока и напряжения можно записать (рис. 3):

$$\underline{i} = \underline{u}\,(g - jy). \tag{16}$$

Совместим поперечную ось машины с мнимой осью на комплексной плоскости и запишем выражения для тока и напряжения через их составляющие:

$$\begin{aligned} \underline{i} &= i_d + j i_q; \\ \underline{u} &= u_d + j u_q. \end{aligned} \tag{17}$$

Из последних уравнений получаем

$$i_d + j i_q = u_d g - j u_d y + j u_q g + u_q y. \tag{18}$$

Если выделить в правой части этого уравнения вещественную и мнимую части, то мы придем к выражениям для составляющих тока, уже полученным выше [см. уравнение (15)]. Этот метод мы будем часто использовать далее. Назовем его упрощенным преобразованием по Парку.

Если составляющие напряжения u_d и u_q заданы, то задача определения составляющих тока i_d, i_q решена. Если же кроме параметров g, y, характеризующих нагрузку, задан ток возбуждения машины, то сначала следует определить составляющие напряжения u_d и u_q. Для этого подставим из уравнения (15) в уравнение (10) выражение для составляющей тока i_q, а в уравнение (11) — для составляющей i_d. В результате получим

$$\begin{aligned} u_d &= i_f \frac{x_q g}{(1 + x_d y)(1 + x_q y) + x_d x_q g^2}; \\ u_q &= i_f \frac{1 + x_q y}{(1 + x_d y)(1 + x_q y) + x_d x_q g^2}. \end{aligned} \tag{19}$$

Выражение составляющих тока через ток возбуждения нетрудно получить, используя (15):

$$\begin{aligned} i_d &= i_f \frac{y + x_q (g^2 + y^2)}{(1 + x_d y)(1 + x_q y) + x_d x_q g^2}; \\ i_q &= i_f \frac{g}{(1 + x_d y)(1 + x_q y) + x_d x_q g^2}. \end{aligned} \tag{20}$$

С помощью этих уравнений найдем выражение для угла нагрузки:

$$\operatorname{tg}\vartheta = \frac{u_d}{u_q} = \frac{x_q g}{1 + x_q y}. \tag{21}$$

Модуль вектора напряжения

$$u=\sqrt{u_d^2+u_q^2}=i_f\frac{\sqrt{x_q^2g^2+(1+x_qy)^2}}{(1+x_dy)(1+x_qy)+x_dx_qg^2}. \qquad (22)$$

При эксплуатации машины в установившемся режиме ток возбуждения выбирается таким, чтобы напряжение на зажимах машины было равно заданному, например было близко к номинальному. Ток, соответствующий заданному напряжению, можно определить из соотношения (22):

$$i_f=u\frac{(1+x_dy)(1+x_qy)+x_dx_qg^2}{\sqrt{x_q^2g^2+(1+x_qy)^2}}. \qquad (23)$$

Составляющие напряжения и тока в эквивалентных контурах статора выражаются через проводимости, характеризующие нагрузку, и синхронные реактивные сопротивления машины в виде

$$u_d=u\frac{x_qg}{\sqrt{x_q^2g^2+(1+x_qy)^2}}; \qquad (24)$$

$$u_q=u\frac{1+x_qy}{\sqrt{x_q^2g^2+(1+x_qy)^2}}; \qquad (25)$$

$$i_d=u\frac{y+x_q(g^2+y^2)}{\sqrt{x_q^2g^2+(1+x_qy^2)}}; \qquad (26)$$

$$i_q=u\frac{g}{\sqrt{x_q^2g^2+(1+x_qy)^2}}. \qquad (27)$$

Если при эксплуатации машины имеет место внезапное изменение нагрузки, то после затухания неустановившихся электромагнитных процессов в контурах ротора соотношения (10) и (11) для напряжения и тока остаются справедливыми, однако сами значения составляющих становятся уже иными.

Рассмотрим методы расчета установившегося тока в зависимости от нагрузки в предположении, что напряжение возбуждения сохраняется постоянным. Обозначим установившееся значение составляющих тока и напряжения до начала процесса, вызванного внезапным изменением нагрузки, дополнительным индексом «нуль», стоящим перед индексом d или q, а после затухания процесса — тем же индексом «нуль», но над буквами d и q. Уравнения (10) и (11) примут вид

$$u_{0d}=x_qi_{0q}; \qquad (28)$$

$$u_{0q}=i_f-x_di_{0d}. \qquad (29)$$

Аналогичные уравнения могут быть записаны и для установившегося режима после затухания переходного. В результате получаем уравнение для приращений составляющих тока и напряжения:

$$u_d^0 - u_{0d} = + x_q \left(i_q^0 - i_{0q}\right); \tag{30}$$

$$u_q^0 - u_{0q} = - x_d \left(i_d^0 - i_{0d}\right). \tag{31}$$

Из последних уравнений следует, что для расчета приращений составляющих тока $(i^0{}_q - i_{0q})$ и $(i^0{}_d - i_{0d})$ могут быть использованы те же значения синхронных реактивных сопротивлений x_d и x_q, что и при расчете составляющих тока до внезапного изменения режима.

2. Постоянная времени обмотки возбуждения при разомкнутой обмотке статора

В режиме холостого хода машины ток статора равен нулю; соответственно составляющие тока $i_d = 0$, $i_q = 0$. Уравнения (71а) и (71б) из главы 5 принимают вид

$$u_d = -\varphi_{hq}; \tag{32}$$

$$u_q = \varphi_{hd}. \tag{33}$$

Рассмотрим процесс изменения напряжения на зажимах машины в этом режиме при внезапном изменении напряжения возбуждения. Токи в контурах демпферной обмотки мы учитывать не будем, так как они оказывают лишь незначительное влияние на этот процесс. Из уравнений (71в) и (71г) главы 5 получаем

$$\varphi_{hd} = i_f; \tag{34}$$

$$\varphi_{hq} = 0, \tag{35}$$

а из уравнения (71д) той же главы

$$u_f - i_f = T_f \frac{d}{dt} (\varphi_{hd} + i_f \sigma_f). \tag{36}$$

Из уравнений (32) и (35) следует, что составляющая u_d напряжения по продольной оси равна нулю; соответственно напряжение на зажимах машины в режиме холостого хода (при

угле нагрузки $\vartheta=0$) равно поперечной составляющей u_q. Из совместного решения уравнений (33), (34) и (36) получаем

$$u_f - u_q = T_f (1 + \sigma_f) \frac{du_q}{dt}. \tag{37}$$

Это дифференциальное уравнение удобно решить методом разделения переменных. В результате получим зависимости для расчета изменения напряжения u_q во времени $u_q=f(t)$. Типичная кривая $u_q=f(t)$ представлена на рис. 5. Напряжение обмотки возбуждения изменяется мгновенно на заданную величину, а напряжение на зажимах машины изменяется в режиме холостого хода по экспоненциальному закону. Постоянная времени, соответствующая этой экспоненте, равна

$$T_{d0} = T_f (1 + \sigma_f). \tag{38}$$

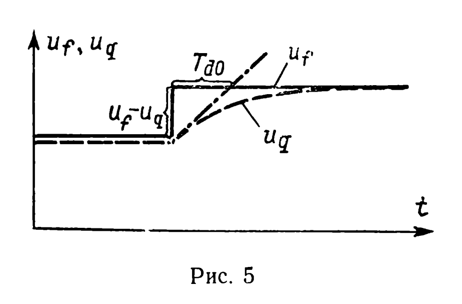


Рис. 5

Она называется постоянной времени обмотки возбуждения при разомкнутой обмотке статора.

Отметим, что если при расчете кривой $u_q=f(t)$ учесть токи в контурах демпферной обмотки, то в начальной части этой кривой обычно имеет место небольшой провал.

3. Переходный процесс

В начале главы 6 мы отмечали, что этот случай имеет место в первый момент после внезапного изменения нагрузки, если демпферная обмотка на роторе отсутствует. С некоторым приближением можно считать, что у машин с демпферной обмоткой после затухания в ней токов также имеет место переходный процесс.

Для аналитического исследования переходного процесса воспользуемся системой уравнений (71а)—(71г), приведенной в главе 5, при этом токами в демпферной обмотке мы пренебрежем. Тогда уравнениям (71а)—(71г) будут соответствовать уравнения (1)—(4), а уравнение (71д) примет вид

$$u_f - i_f = T_f \frac{d}{dt} (\varphi_{hd} + i_f \sigma_f). \tag{39}$$

Уравнения (71е), (71ж) описывают изменение токов в демпферной обмотке и здесь не рассматриваются.

При аналитическом исследовании переходного процесса предполагается, что в случае внезапного изменения нагрузки поток, сцепленный с обмоткой возбуждения, в первый момент сохраняет прежнее значение. Так как обмотка возбуждения создает поток лишь по продольной оси, то в контурах по поперечной оси для машины без демпферной обмотки имеет место установившийся режим уже в первый момент после внезапного изменения нагрузки. При наличии же демпферной обмотки установившийся режим имеет место после затухания в ней сверхпереходных токов. В этих случаях уравнение (30) остается справедливым, однако вместо уравнения (31) должно быть записано иное, учитывающее постоянство потока, сцепленного с обмоткой возбуждения. Этот поток состоит из основного потока (взаимной индукции) φ_{hd} и потока рассеяния обмотки возбуждения $i_f\sigma_f$ [см. уравнение (39)].

Отметим величины, характеризующие установившийся режим, предшествующий переходному, индексом «нуль», а величины, характеризующие переходный процесс,— штрихом. Условие постоянства потокосцепления имеет вид

$$\varphi'_{hd} + i'_f\sigma_f = \varphi_{0hd} + i_{0f}\sigma_f. \tag{40}$$

Используя выражение (3) для φ_{hd}, получаем

$$i'_f - x_{hd}i'_d + i'_f\sigma_f = i_{0f} - x_{hd}i_{0d} + i_{0f}\sigma_f. \tag{41}$$

Найдем с учетом этого соотношения выражение для приращения тока в обмотке возбуждения

$$i'_f - i_{0f} = \frac{x_{hd}}{1+\sigma_f}\left(i'_d - i_{0d}\right). \tag{42}$$

Рассмотрим это соотношение подробнее. Пусть в установившемся режиме ток в обмотке статора был i_{0d}, а при внезапном изменении нагрузки он увеличился до i'_d. Ток в обмотке возбуждения тоже не сохраняется постоянным: в переходном режиме в этой обмотке имеет место всплеск тока $i'_f - i_{0f}$ на величину

$$\frac{x_{hd}}{1+\sigma_f}\left(i'_d - i_{0d}\right).$$

Затем ток возбуждения затухает до установившегося значения i_{0f} по экспоненциальному закону (рис. 6). Вывод выражения для расчета постоянной времени затухания переходного режима будет рассмотрен ниже.

Запишем уравнения для контуров статора. Из уравнений (2) и (3) следует:

$$u_q = i_f - x_{hd} i_d - i_d x_{1\sigma} = i_f - i_d x_d. \tag{43}$$

Для установившегося режима до внезапного изменения нагрузки с учетом введенных обозначений это уравнение принимает вид

$$u_{0q} = i_{0f} - i_{0d} x_d. \tag{44а}$$

Соответственно для переходного процесса

$$u_q' = i_f' - i_d' x_d. \tag{44б}$$

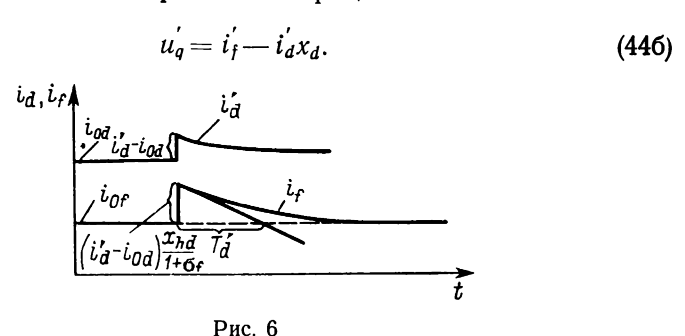


Рис. 6

Связь между приращениями составляющих напряжения и тока

$$u_q' - u_{0q} = i_f' - i_{0f} - (i_d' - i_{0d})\, x_d. \tag{44в}$$

Приращение тока в обмотке возбуждения определяется из уравнения (42). Используя его, получаем

$$u_q' - u_{0q} = \left(x_d - \frac{x_{hd}}{1 + \sigma_f}\right)(i_d' - i_{0d}). \tag{45}$$

Сопоставление этого уравнения с уравнением (31) показывает, что они имеют аналогичный вид, однако вместо синхронного реактивного сопротивления, которое содержится в уравнении (31), в последнем уравнении стоит значительно меньшая величина

$$x_d' = x_d - \frac{x_{hd}}{1 + \sigma_f}. \tag{46}$$

Эта величина называется переходным реактивным сопротивлением по продольной оси.

Таким образом, выражения для приращений составляющих напряжения и тока в контурах статора по продольной и попе-

речной осям в переходном процессе имеют вид, аналогичный выражениям (30) и (31) для установившегося режима:

$$u'_d - u_{0d} = x_q\left(i'_q - i_{0q}\right); \qquad (47)$$

$$u'_q - u_{0q} = -x'_d\left(i'_d - i_{0d}\right). \qquad (48)$$

Рассмотрим подробнее выражение для переходного реактивного сопротивления x'_d. Выразим x_d из уравнения (8) и подставим его в (46). В результате получаем

$$x'_d = x_{1\sigma} + x_{hd} - \frac{x_{hd}}{1+\sigma_f} = x_{1\sigma} + \frac{x_{hd}\sigma_f}{1+\sigma_f}. \qquad (49)$$

Домножим числитель и знаменатель второго слагаемого в последнем выражении на x_{hd}:

$$x'_d = x_{1\sigma} + \frac{x_{hd}\left(x_{hd}\sigma_f\right)}{x_{hd} + x_{hd}\sigma_f}. \qquad (50)$$

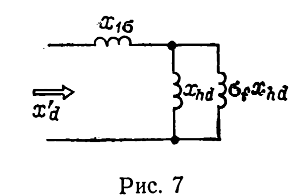


Рис. 7

Отметим, что второе слагаемое в правой части уравнения (50) равно эквивалентному сопротивлению, полученному при параллельном соединении реактивных сопротивлений x_{hd} и $\sigma_f x_{hd}$; последнее является реактивным сопротивлением рассеяния обмотки возбуждения. Выражению для x'_d соответствует эквивалентная схема на рис. 7.

Из уравнений (47) и (48) получаем выражение для составляющих напряжения в переходном режиме:

$$u'_d = \left(u_{0d} - i_{0q}x_q\right) + i'_q x_q = i'_q x_q; \qquad (51)$$

$$u'_q = \left(u_{0q} + i_{0d}x'_d\right) - i'_d x'_d. \qquad (52)$$

Разность в уравнении (51), заключенная в скобки, в соответствии с выражениями (10) и (28) равна нулю. Сумма в уравнении (52), заключенная в скобки, определяется параметрами машины, напряжением u_{0q} и током i_{0d} исходного установившегося режима, который имел место до начала внезапного изменения нагрузки. Обозначим эту сумму

$$e'_q = u_{0q} + i_{0d}x'_d. \qquad (53)$$

Она называется ЭДС ротора за переходным реактивным сопротивлением. Во время переходного процесса эта ЭДС сохраняется постоянной.

Напряжения и токи, характеризующие переходный процесс, можно изобразить на векторной диаграмме. На рис. 8, *а* показан метод определения величины e'_q с использованием данных

исходного установившегося режима. Для этого от точки A — конца вектора напряжения u_0 отложим векторы падения напряжения $ji_{0d}x'_d$ и $ji_{0q}x'_q$; получаем точку B. Из нее опускаем перпендикуляр на направление поперечной оси; получаем точку C. Она отсекает на этой оси отрезок OC, равный ЭДС e'_q. Это следует из уравнения (53). Отметим, что треугольник BCD — прямоугольный, точка C лежит на полуокружности, диаметр которой

$$|BD| = i_0\left(x_q - x'_d\right). \qquad (54)$$

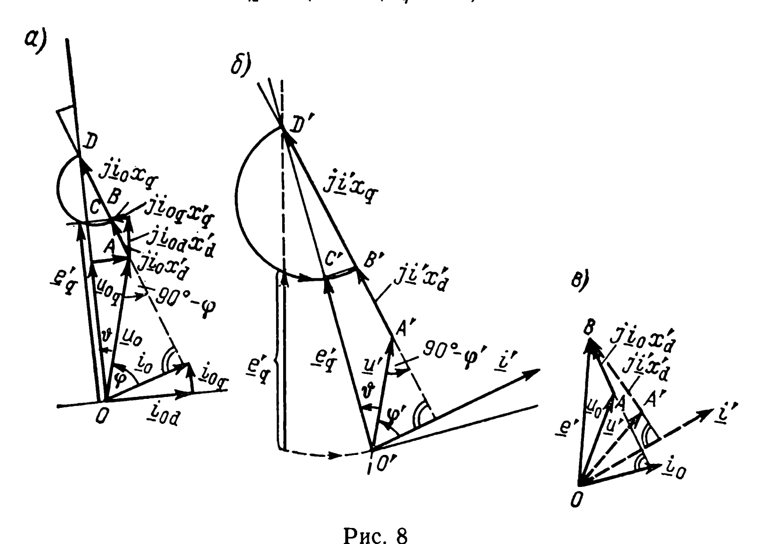


Рис. 8

Предположим, что ток нагрузки i_0 внезапно увеличивается до величины i', а сдвиг фазы между напряжением u' и током i' становится равным φ'; величина e'_q, как отмечалось выше, при внезапном изменении нагрузки остается постоянной. В диаграмме, которая характеризует переходный процесс (рис. 8, *б*), нам предварительно известны угол $90° - \varphi'$, отрезки $A'B'$ и $B'D'$, пропорциональные току, причем отрезок $B'D'$ является диаметром полуокружности, на которой лежит конец вектора e'_q. Начало координат на диаграмме (точка O') определяется так: луч, проведенный из точки D', должен пересечь прямую, совпадающую по направлению с u', в такой точке O', чтобы отрезок, заключенный между этой точкой и полуокружностью, был равен e'_q. Эту точку нетрудно определить с помощью линейки, вращая ее вокруг точки D'. Из рис. 8, *б* следует, что при внезапном изменении нагрузки изменяется угол нагрузки и напряжение, которое вместо u_0 становится равным u'.

Как отмечалось выше, переходный процесс возникает в синхронной машине без демпферной обмотки, строго говоря, лишь в первый момент после внезапного изменения нагрузки. Токи и напряжения затухают в этом режиме до установившихся значений по экспоненциальному закону. Однако во многих практических случаях режим синхронной машины с достаточным приближением можно считать переходным в течение всего времени ее эксплуатации. К таким режимам относится работа синхронных генераторов, питающих электродуговые печи в металлургии, когда в течение периода плавки имеют место резкие колебания нагрузки, режимы при качаниях многомашинных агрегатов, вызванных, например, внезапными изменениями нагрузки, и др. Здесь имеются в виду эксплуатационные режимы, у которых период изменения нагрузки меньше, чем постоянная времени, характеризующая затухание переходного процесса. Если это необходимо, результаты расчета токов и напряжений в переходных процессах машин с демпферной обмоткой можно уточнить путем учета сверхпереходных составляющих. Следует, однако, отметить, что точность приближенного расчета токов и напряжений для машин, работающих с быстродействующими регуляторами напряжения, практически достаточна, если расчетное время примерно равно переходной постоянной времени, так как регулирование напряжения препятствует затуханию тока возбуждения.

Если угол нагрузки машины в исходном установившемся режиме и в переходном процессе мал и не превосходит 30°, то с достаточной для практики точностью расчет можно несколько упростить, предполагая, что в течение переходного процесса остается постоянным на векторной диаграмме (рис. 8, *а*) не только отрезок $|OC| = e'_q$, но и расстояние $|OB| = e'$. Упрощенная векторная диаграмма переходного процесса представлена на рис. 8, *в*.

Время, в течение которого практически затухает переходный процесс, зависит не только от параметров самой машины, но и от полного сопротивления между зажимами машины и сетью бесконечной мощности (входного сопротивления сети), к которой машина подключена.

Если какие-либо дополнительные оговорки относительно схемы отсутствуют, то под переходной постоянной времени обычно понимают ее значение при полном входном сопротивлении сети, равном нулю; это соответствует режиму работы машины параллельно с сетью бесконечной мощности либо режиму короткого замыкания на зажимах машины.

Если же при вычислении постоянной времени учитывается полное сопротивление сети, то для нее целесообразно исполь-

зовать специальный термин «переходная постоянная времени с учетом нагрузки».

Перейдем к выводу расчетного выражения для переходной постоянной времени. Исключим из уравнения (39) φ_{hd} и i_f, используя уравнения (2) и (3). В результате получаем дифференциальное уравнение

$$u_f - u_q - i_d x_d = T_f (1+\sigma_f) \frac{d}{dt} \left[u_q + i_d \left(x_d - \frac{x_{hd}}{1+\sigma_f} \right) \right]. \quad (55)$$

В соответствии с выражениями (38) для T_{d0} и (46) для x'_d оно преобразуется к виду

$$i_d + T_{d0} \frac{x'_d}{x_d} \cdot \frac{di_d}{dt} = \frac{u_f - u_q}{x_d} - T_{d0} \frac{1}{x_d} \cdot \frac{du_q}{dt}. \quad (56)$$

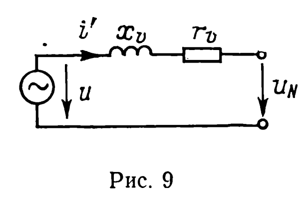


Рис. 9

Если напряжение u_f и составляющая u_q постоянны, то второй член в правой части этого уравнения равен нулю. В этом случае частному решению неоднородного дифференциального уравнения первого порядка (56) соответствует установившийся ток, который имеет место после затухания переходного режима. Решением однородного уравнения, соответствующего (56), является экспоненциальная функция, которая затухает с постоянной времени

$$T'_d = T_{d0} \frac{x'_d}{x_d}. \quad (57)$$

Постоянная T'_d называется постоянной времени затухания апериодической составляющей тока в обмотке ротора в переходном режиме или, сокращенно, переходной постоянной времени. Так как $x'_d < x_d$, то постоянная T'_d меньше постоянной T_{d0}.

Используя выражение (57), представим уравнение (56) в более простом виде

$$i_d + T'_d \frac{di_d}{dt} = \frac{u_f - u_q}{x_d} - T'_d \frac{1}{x'_d} \cdot \frac{du_q}{dt}. \quad (58)$$

Рассмотрим теперь, как влияет на величину переходной постоянной времени входное сопротивление сети, и выведем расчетное выражение для переходной постоянной времени с учетом нагрузки. На эквивалентной схеме (рис. 9) машина соединена с сетью бесконечной мощности через активное сопротивление r_v и реактивное x_v. Оба сопротивления выражены в относительных единицах, причем за базисные взяты номинальные значения напряжения и тока машины. Номинальное напряже-

ние сети обозначено u_N. Этой эквивалентной схеме соответствует, например, генератор, который через трансформатор и линию передачи, имеющую определенное сопротивление, соединен с мощной высоковольтной сетью. В этом случае напряжение u на зажимах машины зависит от тока $\underline{i}$:

$$u = j\underline{i}x_v + \underline{i}r_v + u_N. \tag{59}$$

Используя упрощенное преобразование по Парку, получаем уравнения для составляющих напряжения:

$$\begin{aligned} u_d &= i_d r_v - i_q x_v + u_{Nd}; \\ u_q &= i_q r_v + i_d x_v + u_{Nq}. \end{aligned} \tag{60}$$

Отметим, что в уравнении (56) содержатся лишь составляющая напряжения по поперечной оси u_q и составляющая тока по продольной оси i_d. Для того чтобы исключить из уравнений (59) и (60) составляющие тока i_q и напряжения u_d, используем соотношение (10); выше отмечалось, что оно справедливо и для переходного процесса. В результате получаем

$$u_q = i_d\left(x_v + \frac{r_v^2}{x_q + x_v}\right) + u_{Nd}\frac{r_v^2}{x_q + x_v} + u_{Nq}. \tag{61}$$

Подставим в уравнение (58) выражение для составляющей напряжения u_q из (61). Используя (61), получим также выражение для производной di_d/dt. После ряда преобразований имеем дифференциальное уравнение для вычисления составляющей тока i_d:

$$i_d\frac{x_d + x_v + \dfrac{r_v^2}{x_q + x_v}}{x_d} + \frac{di_d}{dt}T_d'\frac{x_d' + x_v + \dfrac{r_v^2}{x_q + x_v}}{x_d'} =$$

$$= \frac{u_f - u_{Nd}\dfrac{r_v^2}{x_q + x_v} - u_{Nq}}{x_d} - \frac{T_d'}{x_d'}\left(\frac{du_{Nq}}{dt} + \frac{du_{Nd}}{dt}\frac{r_v^2}{x_q + x_v}\right). \tag{62}$$

Однородное уравнение, соответствующее (62), имеет вид

$$i_d + T_d'\frac{1 + \dfrac{x_v}{x_d'} + \dfrac{r_v^2}{x_d'(x_q + x_v)}}{1 + \dfrac{x_v}{x_d} + \dfrac{r_v^2}{x_d(x_q + x_v)}}\cdot\frac{di_d}{dt} = 0. \tag{63}$$

Решением его является экспоненциальная функция, которая затухает с постоянной времени

$$T'_{dL}=T'_{d}\frac{1+\dfrac{x_v}{x'_d}+\dfrac{r_v^2}{x'_d(x_q+x_v)}}{1+\dfrac{x_v}{x_d}+\dfrac{r_v^2}{x_d(x_q+x_v)}}. \tag{64}$$

Эту постоянную назовем переходной постоянной времени с учетом нагрузки. Отметим, что при $r_v=0$, $x_v=0$ $T'_{dL}=T'_d$, а при $r_v\to\infty$, $x_v\to\infty$ $T'_{dL}\to T_{d0}$. Если активное сопротивление r_v мало, то в этом случае выражение для расчета переходной постоянной времени с учетом нагрузки принимает вид

$$T'_{dL}=T_{d0}\frac{x'_d+x_v}{x_d+x_v}. \tag{64a}$$

Сопоставление с выражением (57) показывает, что при $r_v\to 0$ реактивное сопротивление x_v суммируется с реактивными сопротивлениями по продольной оси x_d и x'_d.

Полное сопротивление r_v+jx_v можно рассматривать как нагрузку генератора, если положить $u_N=0$ (рис. 9), причем активное сопротивление r_v может принимать большие значения. Следует отметить, что при увеличении значений r_v переходный процесс не затухает быстрее. Это объясняется тем, что с ростом r_v возрастает и постоянная времени.

При емкостной нагрузке также можно воспользоваться эквивалентной схемой, представленной на рис. 9, если принять $u_N=0$, $r_v=0$, а реактивное сопротивление нагрузки считать отрицательным. В этом случае при сопротивлении

$$-x_v=x_d \tag{65}$$

знаменатель в уравнениях (63) и (64) станет равным нулю; соответственно постоянная T'_{dL} примет бесконечно большие значения. Если же при емкостной нагрузке $|x_v|>x_d$, то постоянная времени станет даже отрицательной. Следовательно, переходный ток возрастает во времени, а не затухает. Такое явление называется продольным резонансом и связано с самовозбуждением машины. Оно будет подробнее рассмотрено в главе 8.

4. Сверхпереходный процесс

При аналитическом исследовании этого процесса должны быть учтены токи в эквивалентных контурах демпферной обмотки. Для вывода расчетных выражений воспользуемся систе-

мой уравнений, приведенной в § 4 главы 5. Уравнениям (71а) и (71б) из главы 5 соответствуют уравнения (1), (2); уравнения (71в) и (71г) с учетом принятых допущений принимают вид

$$\varphi_{hd} = i_f + i_D - x_{hd} i_d; \tag{66}$$

$$\varphi_{hq} = c_q (i_Q - x_{hd} i_q). \tag{67}$$

При выводе расчетных соотношений нами будут также использованы уравнения (71д)—(71ж) из главы 5.

В первый момент после внезапного изменения нагрузки остается постоянным не только поток, сцепленный с обмоткой возбуждения, но и поток, сцепленный с демпферной обмоткой. В исходном установившемся режиме токи в демпферной обмотке отсутствовали, так что поток, сцепленный с демпферной обмоткой в исходном режиме, состоял из основного потока (взаимной индукции) и потока рассеяния обмотки возбуждения. После внезапного изменения нагрузки в демпферной обмотке возникают токи.

Отметим величины, характеризующие сверхпереходный процесс, двумя штрихами, а величины, характеризующие установившийся режим, предшествующий сверхпереходному процессу,— индексом «нуль», как и ранее.

Условие постоянства потокосцепления обмотки возбуждения, аналогичное (40), принимает для этого режима вид

$$\varphi''_{hd} + i''_f \sigma_f + i''_D \sigma_{Df} = \varphi_{0hd} + i_{0f} \sigma_f. \tag{68}$$

Для эквивалентных контуров демпферной обмотки это условие может быть представлено двумя уравнениями:

$$\varphi''_{hd} + i''_D \sigma_D + i''_f \sigma_{Df} = \varphi_{0hd} + i_{0f} \sigma_{Df}; \tag{69}$$

$$\frac{1}{c_q} \varphi''_h + i''_Q \sigma_Q = \frac{1}{c_q} \varphi_{0hq}. \tag{70}$$

Выражения для составляющих потока φ_{0hd} и φ_{0hq} до момента внезапного изменения нагрузки можно получить из уравнений (3) и (4), справедливых для установившегося режима, а для составляющих φ''_{hd} и φ''_{hq} — из уравнений (66) и (67). Подставляя эти выражения в уравнения (68), (69) и (70), получаем систему уравнений

$$\left(i''_f - i_{0f}\right)(1 + \sigma_f) + i''_D (1 + \sigma_{Df}) = \left(i''_d - i_{0d}\right) x_{hd}; \tag{71}$$

$$\left(i''_f - i_{0f}\right)(1 + \sigma_{Df}) + i''_D (1 + \sigma_D) = \left(i''_d - i_{0d}\right) x_{hd}; \tag{72}$$

$$i''_Q (1 + \sigma_Q) = \left(i''_q - i_{0q}\right) x_{hd}. \tag{73}$$

Первые два уравнения системы после ряда преобразований могут быть представлены в виде

$$i''_f - i_{0f} = \left(i''_d - i_{0d}\right) x_{hd} \frac{1+\sigma_D-(1+\sigma_{Df})}{(1+\sigma_D)(1+\sigma_f)-(1+\sigma_{Df})^2}; \tag{74}$$

$$i''_D = \left(i''_d - i_{0d}\right) x_{hd} \frac{1+\sigma_f-(1+\sigma_{Df})}{(1+\sigma_D)(1+\sigma_f)-(1+\sigma_{Df})^2}. \tag{75}$$

Таким образом, мы получили выражения для расчета токов в обмотке возбуждения и в контурах демпферной обмотки, которые имеют место непосредственно после внезапного изменения нагрузки. Следует прежде всего отметить, что при $\sigma_D = \sigma_{Df}$ ток в обмотке возбуждения в сверхпереходном процессе не возрастает; соотношение $\sigma_D \approx \sigma_{Df}$ обычно справедливо для турбогенераторов. В этом случае демпферная обмотка почти полностью экранирует обмотку возбуждения. При $\sigma_{Df} = 0$ всплеск сверхпереходной составляющей тока в обмотке возбуждения меньше, чем переходной, так как внезапное изменение нагрузки воспринимается обмоткой возбуждения и демпферной обратно пропорционально их коэффициентам рассеяния; соотношение $\sigma_{Df} \approx 0$ обычно справедливо для явнополюсных машин.

Используя уравнения (1)—(4) для исходного установившегося режима и (66), (67) —для сверхпереходного процесса, получаем для составляющих напряжения по продольной оси

$$u''_d = -\left(c_q i''_Q - x_q i''_q\right); \tag{76}$$

$$u_{0d} = x_q i_{0q}; \tag{77}$$

$$u''_d - u_{0d} = -c_q i''_Q + x_q\left(i''_q - i_{0q}\right). \tag{78}$$

Соответственно для составляющих напряжения по поперечной оси имеем

$$u''_q = i''_f + i''_D - x_d i''_d; \tag{79}$$

$$-u_{0q} = -i_{0f} + x_d i_{0d}; \tag{80}$$

$$u''_q - u_{0q} = i''_f - i_{0f} + i''_D - x_d\left(i''_d - i_{0d}\right). \tag{81}$$

Выразим составляющую тока i''_Q из уравнения (73) и подставим в полученное уравнение (78). В результате получим

$$u''_d - u_{0d} = \left[x_q - \frac{c_q x_{hd}}{1+\sigma_Q}\right]\left(i''_q - i_{0q}\right). \tag{82}$$

Соответственно, используя уравнения (74), (75) и (81), получаем

$$u''_q - u_{0q} = -\left[x_d - x_{hd}\frac{\sigma_D+\sigma_f-2\sigma_{Df}}{(1+\sigma_f)(1+\sigma_D)-(1+\sigma_{Df})^2}\right]\left(i''_d - i_{0d}\right). \tag{83}$$

Рассмотрим уравнение (82) подробнее. Сопоставление его с уравнением (30) для установившегося режима и (47) для переходного процесса показывает, что вид этих трех уравнений аналогичен. То же справедливо для уравнений (83), (31) и (48).

Выражение в квадратных скобках в правой части уравнения (82)

$$x''_q = x_q - \frac{c_q x_{hd}}{1+\sigma_Q} \tag{84}$$

называется сверхпереходным реактивным сопротивлением по поперечной оси. Выражение в квадратных скобках в правой части уравнения (83)

$$x''_d = x_d - x_{hd}\frac{\sigma_D + \sigma_f - 2\sigma_{Df}}{(1+\sigma_f)(1+\sigma_D) - (1+\sigma_{Df})^2} \tag{85}$$

называется сверхпереходным реактивным сопротивлением по продольной оси.

Между реактивными сопротивлениями по продольной оси справедливо соотношение

$$x_d > x' > x''_d, \tag{86}$$

а по поперечной

$$x_q > x''_q. \tag{87}$$

С учетом выражений (84) и (85) для сверхпереходных реактивных сопротивлений уравнения для приращения составляющих напряжения принимают вид

$$u''_d - u_{0d} = x''_q\left(i''_q - i_{0q}\right); \tag{88}$$

$$u''_q - u_{0q} = -x''_d\left(i''_d - i_{0d}\right). \tag{89}$$

На рис. 10 представлены схемы замещения для сверхпереходных реактивных сопротивлений x''_d и x''_q, аналогичные схеме замещения для переходного реактивного сопротивления x'_d. На рис. 10, *а* дополнительно показан трансформатор с коэффициентом трансформации 1 : 1; это сделано для того, чтобы подчеркнуть наличие общего потока рассеяния, сцепленного как с контуром демпферной обмотки, так и обмотки возбуждения. Если коэффициент $\sigma_{Df}=0$, то этот поток взаимной индукции отсутствует; тогда во вторичном контуре на схеме рис. 10, *а* имеются только два реактивных сопротивления, соединенные параллельно: $x_{hd}\sigma_f$ и $x_{hd}\sigma_D$. Из сопоставления схем замещения для реактивных сопротивлений (рис. 1, 7, 10) следует, что при переходе от установившегося режима к переходному процессу, а затем к сверхпереходному параллельно к главному реактивному сопротивлению подключаются дополнитель-

ные реактивные сопротивления рассеяния. Это соответствует неравенствам (86) и (87).

Аналогично тому, как мы вывели расчетное выражение для ЭДС ротора e'_q за переходным сопротивлением, можно получить выражения для продольной и поперечной составляющих ЭДС ротора за сверхпереходными реактивными сопротивлениями.

Воспользуемся уравнениями (88) и (89):

$$u''_d = \left(u_{0d} - x''_q i_{0q}\right) + x''_q i''_q; \tag{90}$$

$$u''_q = \left(u_{0q} + x''_d i_{0d}\right) - x''_d i''_d. \tag{91}$$

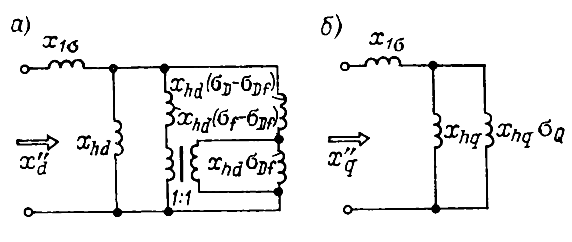


Рис. 10

При сверхпереходном процессе все члены, заключенные в скобки, отличны от нуля, так как по продольной и поперечной осям имеются контуры, с которыми сцеплен поток, сохраняющийся постоянным в течение всего процесса. Поэтому мы получаем две составляющие ЭДС ротора за соответствующими сверхпереходными реактивными сопротивлениями:

$$e''_d = u_{0d} - x''_q i_{0q}; \tag{92}$$

$$e''_q = u_{0q} + x''_d i_{0d}. \tag{93}$$

Обе эти составляющие могут быть определены из векторной диаграммы для установившегося режима; при сверхпереходном процессе они сохраняются постоянными.

На рис. 11, *а* представлена векторная диаграмма, с помощью которой определяются обе составляющие ЭДС e''_d и e''_q. От начала координат на диаграмме отложим векторы напряжений u_0 и тока i_0 с углом φ между ними. От точки A — конца вектора напряжения u_0 отложим два вектора: падения напряжения $ji_0x''_d$ и $ji_0x''_q$. Получаем точки B и D. Из точки B опускаем перпендикуляр на направление поперечной оси. Получаем точку C. Отрезок OC равен составляющей ЭДС e''_q. Из точки D опускаем перпендикуляр на отрезок BC. Получаем

точку E. Отрезок CE равен составляющей ЭДС e''_d, а отрезок OE — сверхпереходной ЭДС e''. Треугольник DEB — прямоугольный, а точка E лежит на полуокружности, определяемой отрезком DB.

Для исследования сверхпереходного процесса после внезапного изменения нагрузки с помощью векторной диаграммы можно (аналогично тому, как это было сделано на диаграмме рис. 8, *б*) построить на отрезке полуокружность, как на диаметре, провести прямую, совпадающую по направлению с вектором u'', и определить на диаграмме положение прямоугольного треугольника OCE. При этом точка E располагается на полуокружности, а продолжение отрезка CE должно проходить через точку B. Положение треугольника OCE нетрудно установить с помощью шаблона в виде прямоугольного треугольника, у которого на двух сторонах, расположенных под углом 90°, нанесены отрезки CE и CO. Однако, как правило, можно принять, что $x_q'' \approx x_d''$. В результате полуокружность весьма мала, так что точки D, B, E почти совпадают.

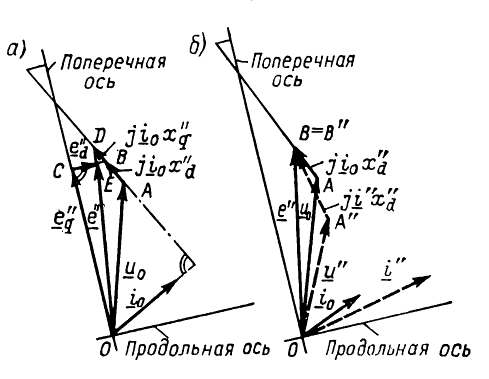


Рис. 11

Если считать отрезок OB равным e'', то мы получим упрощенную векторную диаграмму (рис. 11, *б*). Ее точность обычно достаточна для практических расчетов при сверхпереходном процессе.

Перейдем к выводу расчетных выражений для постоянных времени сверхпереходного процесса. Так как сверхпереходные процессы в контурах, расположнных по продольной и поперечной осям, имеют различный характер, то мы получим выражение для двух постоянных времени. Отметим, однако, что они обычно отличаются незначительно. Для практических расчетов в большинстве случаев достаточно для оценки затухания сверхпереходного процесса в обоих контурах использовать лишь одну постоянную времени, вычисленную для контуров по продольной оси. Для упрощения выкладок примем, что при затухании сверхпереходного процесса общий поток, сцепленный с обмоткой возбуждения, сохраняется постоянным:

$$\varphi_{hd} + i_f\sigma_f + i_D\sigma_{Df} = \text{const} = K. \qquad (94)$$

Используя уравнения (2), (66), (94), а также уравнение (71е) из главы 5, выразим потоки и составляющие токов, содержащиеся в них, через составляющие тока i_d и напряжения u_q:

$$i_d + T_D \frac{(1+\sigma_f)(1+\sigma_D) - (1+\sigma_{Df})^2}{(1+\sigma_f)} \cdot \frac{x''_d}{x'_d} \cdot \frac{di_d}{dt} = \frac{K}{x'_d(1+\sigma_f)} -$$

$$- \frac{u_q}{x'_d} - T_d \frac{(1+\sigma_f)(1+\sigma_D) - (1+\sigma_{Df})^2}{(1+\sigma_f)} \frac{1}{x'_d} \cdot \frac{du_q}{dt}. \quad (95)$$

Аналогично, используя уравнения (1), (67), а также уравнение (71ж) из главы 5, получаем

$$i_q + T_Q(1+\sigma_Q) \frac{x''_q}{x_q} \cdot \frac{di_q}{dt} = \frac{u_d}{x_q} + T_Q(1+\sigma_Q) \frac{1}{x_q} \cdot \frac{du_d}{dt}. \quad (96)$$

Отметим, что при коротком замыкании на зажимах машины $u_d = u_q = 0$. Решением однородного уравнения, соответствующего (95), является экспоненциальная функция, которая затухает с постоянной времени

$$T''_d = T_D \frac{(1+\sigma_f)(1+\sigma_D) - (1+\sigma_{Df})^2}{1+\sigma_f} \cdot \frac{x''_d}{x'_d}. \quad (97)$$

Величина T''_d называется постоянной времени затухания периодической составляющей тока в контурах ротора по продольной оси при сверхпереходном процессе или, сокращенно, сверхпереходной постоянной времени контуров по продольной оси.

Аналогично из однородного уравнения, соответствующего (96), получаем постоянную времени

$$T''_q = T_Q(1+\sigma_Q) \frac{x''_q}{x_q}. \quad (98)$$

Постоянная T''_q называется постоянной времени затухания периодической составляющей тока в поперечном демпферном контуре при сверхпереходном процессе или, сокращенно, сверхпереходной постоянной времени контура по поперечной оси.

Используя последние выражения, представим уравнения (95) и (96) в более простом виде:

$$i_d + T''_d \frac{di_d}{dt} = \frac{K}{(1+\sigma_f)x'_d} - \frac{u_q}{x'_d} - T''_d \frac{1}{x''_d} \cdot \frac{du_q}{dt}; \quad (99)$$

$$i_q + T''_q \frac{di_q}{dt} = \frac{u_d}{x_q} + T''_q \frac{1}{x''_q} \cdot \frac{du_d}{dt}. \quad (100)$$

Таблица 1

Параметры синхронных машин

Параметр	Турбогенераторы	Явнополюсные генераторы с демпферной обработкой		Явнополюсные генераторы без демпферной обмотки		Синхронные двигатели с демпферной обмоткой
		$2p<16$	$2p>16$	$2p<16$	$2p>16$	
Реактивное сопротивление по продольной оси (насыщенное значение)						
сверхпереходное x''_d	0,09—0,32	0,07—0,24	0,15—0,25	0,20—0,35	0,25—0,40	0,11—0,30
переходное x'_d	0,15—0,45	0,15—0,37	0,23—0,4	0,20—0,35	0,25—0,40	0,22—0,55
синхронное x_d	1,2—2,5	0,75—1,45	0,68—1,3	0,8—1,4	0,7—1,25	0,75—2,2
Реактивное сопротивление по поперечной оси						
синхронное $x_q \approx x'_q$	1,1—2,3	0,46—0,9	0,45—0,9	0,52—0,90	0,45—0,80	0,5—1,8
сверхпереходное x''_q	0,09—0,32	0,07—0,26	0,16—0,28	0,52—0,90	0,45—0,80	0,11—0,30
Отношение короткого замыкания k_0	0,4—0,8	0,7—1,3	0,8—1,5	0,7—1,2	0,8—1,4	0,5—1,4
Реактивное сопротивление						
обратной последовательности x_2	0,09—0,32	0,07—0,24	0,15—0,27	—	—	0,11—0,30
нулевой последовательности x_0	0,02—0,12	0,03—0,2	0,03—0,25	0,04—0,25	0,04—0,3	—
Постоянные времени, с						
T''_d	0,01—0,05	0,02—0,08	0,02—0,08	—	—	0,004—0,06
T'_d	0,5—2,5	0,42—2,5	0,55—2,5	0,5—2,5	0,55—2,5	0,2—1,5
T_{d0}	5—15	2—10	1,5—8	2—10	1,5—8	1,0—7,0

Отметим, что постоянные T''_d и T''_q могут быть использованы либо для расчета процессов при коротком замыкании на зажимах либо процессов при внезапном изменении нагрузки машины, работающей параллельно с сетью бесконечной мощности.

Рассмотрим теперь вопрос о влиянии входного сопротивления сети на сверхпереходные постоянные времени. Аналогично тому, как это было сделано при выводе расчетного выражения для переходной постоянной времени с учетом нагрузки, используем уравнение (59) для напряжения в соответствии с эквивалентной схемой рис. 9 и уравнение (60) для составляющих напряжения u_d и u_q; вычислим также соответствующие производные и подставим их в уравнения (99) и (100). Решением однородных дифференциальных уравнений являются экспоненциальные функции, которые при $r_v \ll x_q + x_v$, $x'_d + x_v$ затухают с постоянными времени

$$T''_{dL} = T''_d \frac{1 + \dfrac{x_v}{x''_d} + \dfrac{r_v^2}{x''_d (x_q + x_v)}}{1 + \dfrac{x_v}{x'_d} + \dfrac{r_v^2}{x'_d (x_q + x_v)}}. \tag{101}$$

и

$$T''_{qL} = T''_q \frac{1 + \dfrac{x_v}{x''_q} + \dfrac{r_v^2}{x''_q (x_d + x_v)}}{1 + \dfrac{x_v}{x_q} + \dfrac{r_v^2}{x_q (x'_d + x_v)}}. \tag{102}$$

Постоянные T''_{dL}, T''_{qL} называются сверхпереходными постоянными времени с учетом нагрузки. Обе постоянные времени обычно отличаются незначительно, так что с достаточной для практики точностью можно использовать для расчета режима лишь одну из них.

В табл. 1 представлены типовые значения реактивных сопротивлений (в относительных единицах) и постоянные времени синхронных машин.

5. Частотные характеристики реактивных сопротивлений машины

Рассмотрим машину, работающую параллельно с сетью бесконечной мощности (рис. 12,*а*). Пусть при $t=0$ напряжение сети внезапно снижается от u_0 до u (рис. 12,*б*), причем ток возбуждения не регулируется. Угол нагрузки должен при та-

ком изменении напряжения сохранить свое значение. Таким образом, мы имеем внезапное изменение составляющих напряжения на величину $u_d - u_{0d}$ и $u_q - u_{0q}$, причем эти приращения остаются постоянными в течение всего режима.

Рассмотрим изменение во времени составляющих тока по продольной и поперечной осям, вызванное внезапным изменением напряжения. Выше было показано, что для расчета неустановившегося режима в машине, работающей параллельно с сетью бесконечной мощности, могут быть использованы те же постоянные времени, что и при коротком замыкании на зажимах: T''_d, T''_q, T'_d.

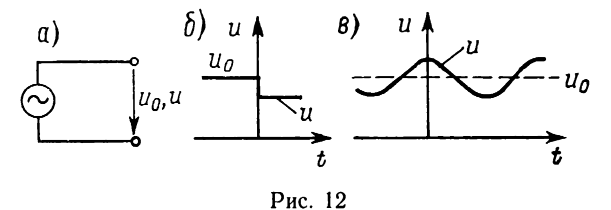


Рис. 12

После затухания неустановившегося процесса сохраняется постоянной разность составляющих тока $i^0_q - i_{0q}$; в первый момент, при $t=0$, она была равна $i''_q - i_{0q}$. Приращение тока $i''_q - i_{0q} - (i^0_q - i_{0q})$ затухает по экспоненциальному закону со сверхпереходной постоянной времени T''_q. Следовательно, выражение для расчета изменения тока в эквивалентном контуре по поперечной оси таково:

$$i_q - i_{0q} = i^0_q - i_{0q} + \left[i''_q - i_{0q} - \left(i^0_q - i_{0q}\right)\right] e^{-t/T''_q}. \qquad (103)$$

Для расчета изменения тока в эквивалентном контуре по продольной оси должны быть использованы две постоянные времени. При этом необходимо учесть следующие приращения токов:

1) приращение установившегося тока;

2) разность приращения переходного и приращения установившегося тока; она затухает по экспоненциальному закону с переходной постоянной времени;

3) разность приращения сверхпереходного и приращения переходного тока; она затухает по экспоненциальному закону со сверхпереходной постоянной времени.

В результате получаем выражение для составляющей тока по продольной оси:

$$i_d - i_{0d} = i^0_d - i_{0d} + \left[i'_d - i_{0d} - \left(i^0_d - i_{0d}\right)\right] e^{-t/T'_d} + \left[i''_d - i_{0d} - \left(i'_d - i_{0d}\right)\right] e^{-t/T''_d}. \qquad (104)$$

Подставим в уравнения (103) и (104) приращения токов из уравнений (30), (31), (47), (48), (88), (89). Получаем выражения для составляющих тока:

$$i_q - i_{0q} = \frac{u_d^0 - u_{0d}}{x_q} + \left(\frac{u_d'' - u_{0d}}{x_q''} - \frac{u_d^0 - u_{0d}}{x_q} \right) e^{-t/T_q''}; \quad (105)$$

$$-(i_d - i_{0d}) = \frac{u_q^0 - u_{0q}}{x_d} + \left(\frac{u_q' - u_{0q}}{x_d'} - \frac{u_{q0}^0 - u_{0q}}{x_d} \right) e^{-t/T_d'} +$$

$$+ \left(\frac{u_q'' - u_{0q}}{x_q''} - \frac{u_q' - u_{0q}}{x_d'} \right) e^{-t/T_d''}. \quad (106)$$

Выше мы предположили, что после внезапного снижения напряжения составляющие напряжения u_d и u_q должны оставаться постоянными. Следовательно, $u''_d = u'_d = u^0_d = u_d$ и $u''_q = u'_q = u^0_q = u_q$.

Это приводит к упрощению выражений (105) и (106):

$$i_q - i_{0q} = (u_d - u_{0d}) \frac{1}{x_q(t)}; \quad (107)$$

$$i_d - i_{0d} = -(u_q - u_{0q}) \frac{1}{x_d(t)}, \quad (108)$$

где

$$\frac{1}{x_q(t)} = \frac{1}{x_q} + \left(\frac{1}{x_q''} - \frac{1}{x_q} \right) e^{-t/T_q''}; \quad (109)$$

$$\frac{1}{x_d(t)} = \frac{1}{x_d} + \left(\frac{1}{x_d'} - \frac{1}{x_d} \right) e^{-t/T_d'} + \left(\frac{1}{x_d''} - \frac{1}{x_d'} \right) e^{-t/T_d''}. \quad (110)$$

Ранее мы раздельно рассматривали реактивные сопротивления для расчета установившегося режима, переходного и сверхпереходного процессов; уравнения же (109) и (110) характеризуют весь процесс изменения во времени реактивных сопротивлений после внезапного изменения нагрузки машины, работающей параллельно с сетью бесконечной мощности. Переходное и сверхпереходное реактивные сопротивления получаются из (109) и (110) как частные случаи, соответствующие определенным моментам времени.

В дальнейшем мы будем применять запись вида $x(t)$ также для случаев, когда напряжение на зажимах не сохраняется постоянным. При этом через x, x' и x'' мы будем обозначать значения непрерывной функции $x(t)$ в определенные моменты вре-

мени. Для неустановившихся процессов при расчете токов и напряжений мы будем использовать выражения для постоянных времени, полученные нами выше [см. уравнения (64), (101), (102)].

Ранее предполагалось, что напряжение сети изменяется внезапно скачком на заданную величину. Однако возможен и иной случай: когда напряжение колеблется периодически относительно среднего значения. Приближенно такой режим имеет место, например, при качаниях или при периодически изменяющейся нагрузке. Для расчета таких режимов необходимо вы-

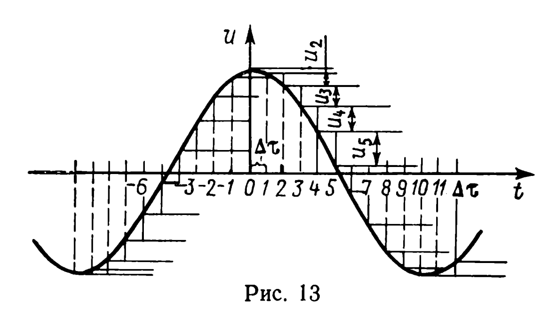


Рис. 13

вести выражения для реактивных сопротивлений. На основе полученных результатов мы сможем сделать вывод, что при наличии колебаний с большим периодом для расчета должны быть использованы реактивные сопротивления, характеризующие установившийся режим, а при наличии колебаний с малым периодом — сверхпереходный процесс. Между этими предельными случаями должна находиться некоторая область, где должны использоваться с некоторым приближением реактивные сопротивления, характеризующие переходный процесс. Однако аналогично тому, как мы вывели выражения (109) и (110), характеризующие изменение во времени реактивных сопротивлений по продольной и поперечной осям, можно вывести выражения, характеризующие зависимость этих реактивных сопротивлений от частоты.

Рассмотрим вывод этих выражений. Примем, что напряжение сети u колеблется по синусоидальному закону с частотой ω относительно среднего значения u_0 (рис. 12, *в*): например, для составляющей напряжения по поперечной оси

$$u_q - u_{0q} = u_{\sim} = A \cos \omega t. \tag{111}$$

Заменим косинусоиду приближенной эквивалентной ступенчатой кривой (рис. 13). Отдельные ступеньки ее получаются так. Разделим ось времени на равные отрезки $\Delta\tau$:

$$\tau = \nu \Delta\tau, \tag{112}$$

где $\nu = \ldots, -2, -1, 0, 1, 2, 3, \ldots$

В результате получаем новую шкалу дискретных значений времени. Каждый раз, когда время t, изменяясь непрерывно, достигает значения $\tau=\nu\Delta\tau$ этой дискретной шкалы, напряжение изменяется скачком и принимает новое значение в соответствии с уравнением (111); полученное значение напряжения сохраняется в пределах отрезка времени $\Delta\tau$ постоянным, пока непрерывно изменяющееся t не достигнет ближайшего значения на дискретной шкале τ. Такое изменение напряжения можно характеризовать рядом скачков напряжения u_ν, каждый из которых вычисляется из соотношения

$$u_\nu = A\,[\cos\omega\nu\Delta\tau - \cos\omega\,(\nu-1)\,\Delta\tau]. \qquad (113)$$

Перейдем теперь к комплексным величинам. Это позволяет облегчить вывод расчетных соотношений. Используя запись в комплексном виде, уравнение (111) можно представить так:

$$\underline{u}_\sim = \underline{A}e^{j\omega t}. \qquad (114)$$

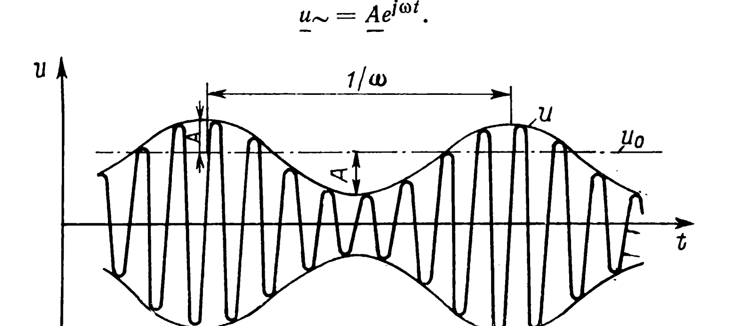


Рис. 14

Соответственно уравнение (113) принимает вид

$$\underline{u}_\nu = \underline{A}\,[e^{j\omega t\Delta\tau} - e^{j\omega\,(\nu-1)\,\Delta\tau}] = \underline{A}\left(1 - e^{-j\omega\Delta\tau}\right)e^{j\omega\nu\Delta\tau}. \qquad (115)$$

Здесь комплексные величины характеризуют колебательный процесс, который следует отличать от колебаний во времени установившегося напряжения (и тока). Колебательный процесс, характеризуемый введенными комплексными величинами, накладывается на колебания мгновенных значений напряжения (и тока), причем частота колебаний в этом процессе гораздо меньше (рис. 14).

Рассмотрим режим, когда при эксплуатации машины ее напряжение внезапно изменяется, причем это изменение происходит многократно. Реактивное сопротивление изменяется во времени по закону

$$\frac{1}{x(t)} = \frac{1}{x}\,e^{-t/T}. \qquad (116)$$

Каждому внезапному изменению напряжения соответствует свой элементарный ток

$$i_\nu(t) = u_\nu\,\frac{1}{x(t)} = u_\nu\,\frac{1}{x}\,e^{-(t-\nu\Delta\tau)/T}. \qquad (117)$$

Отметим, что вид реактивного сопротивления в уравнениях (116) и (117) соответствует структуре формул (109) и (110). Однако в показателе степени уравнения (117) ставим вместо t разность $t-\nu\Delta\tau$, так как скачки напряжения имеют место не в момент $t=0$, а в моменты времени $\tau=\nu\Delta\tau$. Суммарный ток $i(t)$ в момент t состоит из ряда элементарных токов, каждому из которых соответствует определенный скачок напряжения. Пусть первый скачок напряжения имеет место при $t=\tau=-\infty$. Тогда с учетом формул (115), (117), (112) получаем выражение для тока

$$\underline{i}(t)=\sum_{\tau=-\infty}^{\tau\leqslant t}\underline{A}\left(1-e^{-j\omega\Delta\tau}\right)e^{j\omega t}\frac{1}{x}e^{-(t-\tau)/T}, \tag{118}$$

причем $\tau\leqslant t$ должно соответствовать последнему шагу по τ, который имел место в момент времени t.

Мы исходим из ступенчатого распределения напряжения, с определенной степенью точности совпадающего с косинусоидальным. Если $\Delta\tau\longrightarrow 0$, это распределение будет стремиться к косинусоидальному. При этом суммарная кривая изменения тока $i(t)$ также будет стремиться к предельному значению, которое соответствует косинусоидальным колебаниям напряжения:

$$\underline{i}_\sim=\lim_{\Delta t\to 0}\underline{i}(t)=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\underline{A}}{x}\sum_{\tau=-\infty}^{\tau\leqslant t}\left(1-e^{-j\omega\Delta\tau}\right)e^{j\omega t-(t-\tau)/T}. \tag{119}$$

При предельном переходе τ остается конечной величиной, ей соответствует бесконечно большое число шагов, каждый из которых составляет $d\tau$. Предел полученной суммы в выражении (119) можно представить в виде интеграла. Выражение $1-e^{-j\omega\Delta\tau}$, заключенное в скобки, удобно представить в виде ряда:

$$1-e^{-j\omega\Delta\tau}=1-1+\frac{j\omega\Delta\tau}{1}-\dots\to j\omega d\tau. \tag{120}$$

В результате при предельном переходе получаем для тока *

$$\underline{i}_\sim=\frac{j\omega\underline{A}}{x}\int_{\tau=-\infty}^{\tau=t}e^{j\omega\tau-(t-\tau)/T}d\tau. \tag{121}$$

Используем следующую подстановку:

$$\underline{u}=j\omega\tau-\frac{t-\tau}{T};\qquad d\underline{u}=\left(j\omega+\frac{1}{T}\right)d\tau. \tag{122}$$

Тогда

$$\underline{i}_\sim=\frac{\underline{A}}{x}\frac{j\omega}{\frac{1}{T}+j\omega}\int_{\underline{u}=-\infty}^{j\omega t}e^{\underline{u}}d\underline{u}=\frac{\underline{A}}{x}\frac{j\omega T}{1+j\omega T}e^{j\omega t}. \tag{123}$$

---

* Здесь речь идет о разновидности записи интеграла Дюамеля $i(t)=\int_{-\infty}^{t}y(t-\tau)\,u'(\tau)\,d\tau$, где $y(t)=\frac{1}{x}e^{-t/T}$, а $u'(t)=j\omega\underline{A}e^{j\omega t}$. (*Прим. редактора перевода.*)

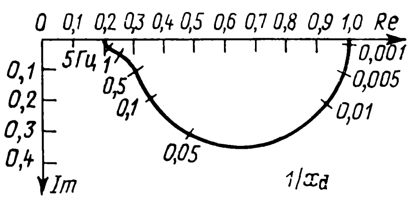
С учетом выражения (114) для $i_\sim$ получаем *

$$\underline{i}_\sim = \underline{u}_\sim \frac{1}{x} \frac{j\omega T}{1 + j\omega T} = \underline{u}_\sim \frac{1}{x(\omega)}. \tag{124}$$

Установим соответствие между выражением для $x(\omega)$ и выражением (116) для $\underline{x}(t)$, характеризующим изменение реактивного сопротивления во времени:

$$\frac{1}{\underline{x}(t)} = \frac{1}{x} e^{-t/T} \rightarrow \frac{1}{x(\omega)} = \frac{1}{x} \cdot \frac{j\omega T}{1 + j\omega T}. \tag{125}$$

Рассмотрим физический смысл комплексного выражения для реактивного сопротивления. Точно так же, как в цепи переменного тока с активным r и реактивным x сопротивлением комплекс полного сопротивления $z = r + jx$ при $r \neq 0$, $x \neq 0$ означает, что между периодическими кривыми колебаний напряжения и тока имеется сдвиг по фазе, в рассматриваемом случае полученному комплексному реактивному сопротивлению соответствует сдвиг по фазе между колебаниями напряжения $u_\sim$ (относительно значения u_0, рис. 14) и тока $i_\sim$, определяемого выражением (124).



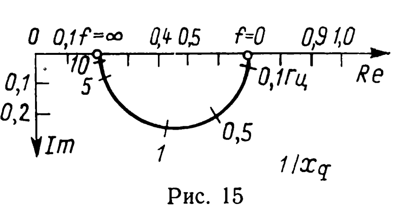


Рис. 15

Используя выражения для реактивных сопротивлений (109) и (110), с помощью выражения (125) нетрудно получить зависимость реактивных сопротивлений по продольной и поперечной осям от частоты:

$$\frac{1}{\underline{x}_q(\omega)} = \frac{1}{x_q} + \left(\frac{1}{x_q''} - \frac{1}{x_q}\right) \frac{j\omega T_q''}{1 + j\omega T_q''}; \tag{126}$$

$$\frac{1}{\underline{x}_d(\omega)} = \frac{1}{x_d} + \left(\frac{1}{x_d'} - \frac{1}{x_d}\right) \frac{j\omega T_d'}{1 + j\omega T_d'} + \left(\frac{1}{x_d''} - \frac{1}{x_d'}\right) \frac{j\omega T_d''}{1 + j\omega T_d''}. \tag{127}$$

На рис. 15 представлены в качестве примера геометрические места обоих реактивных сопротивлений синхронной машины, параметры которой приведены в главе 7 на стр. 192.

* Выражения (124) и (125) естественным образом вытекают из общих правил перехода к комплексным токам и напряжениям, если учесть, что речь идет о простой схеме с апериодическим звеном первого порядка. *(Прим. редактора перевода.)*

Из выражений (126) и (127) следует, что для очень высоких частот колебаний напряжения и тока могут быть использованы сверхпереходные реактивные сопротивления, а для очень низких — синхронные. Сдвиг по фазе между колебаниями напряжения и тока при этом равен нулю. Максимальные сдвиги по фазе имеют место для составляющих по поперечной оси при частоте

$$\omega = 1/T_q'', \tag{128}$$

а для составляющих по продольной оси — при частотах

$$\omega \approx 1/T_d'' \tag{129}$$

и

$$\omega \approx 1/T_d'. \tag{130}$$

Соотношения (128) и (129) являются приближенными, так как процессы в обмотке возбуждения и демпферной накладываются друг на друга. Для круговых частот, соответствующих уравнению (128), основное значение имеет демпферная обмотка, а для частот, соответствующих уравнению (129) — обмотка возбуждения. Участок с провалом на кривой $x_d(\omega)$ примерно соответствует переходному реактивному сопротивлению.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

КОРОТКОЕ ЗАМЫКАНИЕ СИНХРОННОЙ МАШИНЫ

В главах 5 и 6 мы рассмотрели основные соотношения для расчета неустановившихся режимов синхронной машины. Рассмотрим теперь подробнее, используя эти соотношения, процессы при внезапном коротком замыкании. Эти процессы оказывают существенное влияние на конструкцию машины, а также на выбор коммутационной и регулирующей аппаратуры.

Ток короткого замыкания имеет несколько составляющих: периодическую, затухающую до установившегося значения, и апериодическую, затухающую до нуля. При трехфазном коротком замыкании характер изменения амплитуды периодической составляющей тока во всех трех фазах одинаков. Начальное значение апериодической составляющей равно разности двух мгновенных значений токов: периодической составляющей тока в первый момент короткого замыкания и тока нагрузки до момента короткого замыкания. Следовательно, апериодическая составляющая тока во всех трех фазах неодинакова, так как

она зависит от того, каково было мгновенное значение тока в данной фазе в момент короткого замыкания.

Рассмотрим сначала вывод расчетных выражений для периодической составляющей тока, а затем — апериодической.

1. Трехфазное короткое замыкание на зажимах машины, работающей в режиме холостого хода

Ток в обмотке статора и угол нагрузки машины, работающей в режиме холостого хода, равны нулю. Следовательно, начальные условия имеют вид:

$$i_{0d}=0; \qquad u_{0d}=0; \qquad i_{0q}=0; \qquad u_{0q}=u_0.$$

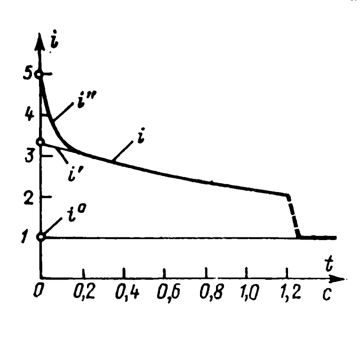


Рис. 1

В рассматриваемом режиме трехфазного короткого замыкания напряжение на зажимах обмотки равно нулю, следовательно, $u_d=u_q=0$.

Подставим эти значения составляющих тока и напряжения в уравнения (107) и (108) из главы 6. В результате получаем

$$i_q=0; \tag{1}$$

$$i_d=u_0\frac{1}{x_d(t)}. \tag{2}$$

Таким образом, ток i короткого замыкания имеет в этом случае только одну составляющую — продольную. С учетом выражения (110) из главы 6 для реактивного сопротивления $x_d(t)$ уравнение для тока статора (2) получаем в виде

$$i=i_d=u_0\left[\frac{1}{x_d}+\left(\frac{1}{x_d'}-\frac{1}{x_d}\right)e^{-t/T_d'}+\left(\frac{1}{x_d''}-\frac{1}{x_d'}\right)e^{-t/T_d''}\right]. \tag{3}$$

На рис. 1 в качестве примера представлена огибающая периодической составляющей тока трехфазного короткого замыкания применительно к машине, параметры которой приведены на стр. 192.

При вычерчивании огибающей целесообразно использовать уравнение (2), подставляя в его правую часть вместо $x_d(t)$ последовательно значения x''_d, x'_d, x_d. В результате мы получаем соответственно значения i'', i' и i^0 (рис. 1). Ток i^0 — установившийся, он имеет место после затухания переходного процесса. Приращение тока i'—i^0 затухает по экспоненциальному закону с постоянной времени T'_d, а тока i''—i' — с постоянной времени T''_d.

Используя уравнение (3), расчет тока короткого замыкания нетрудно выполнить, если вычислены реактивные сопротивления и постоянные времени машины. Однако можно решить и обратную задачу: вычислить параметры машины, используя результаты опыта внезапного короткого замыкания машины, работавшей до момента возникновения короткого замыкания в режиме холостого хода. Для того чтобы провести этот опыт, устанавливается предварительно такой ток возбуждения, чтобы напряжение на зажимах U_0 составляло 20—40% номинального. После этого специальным трехполюсным рубильником замы-

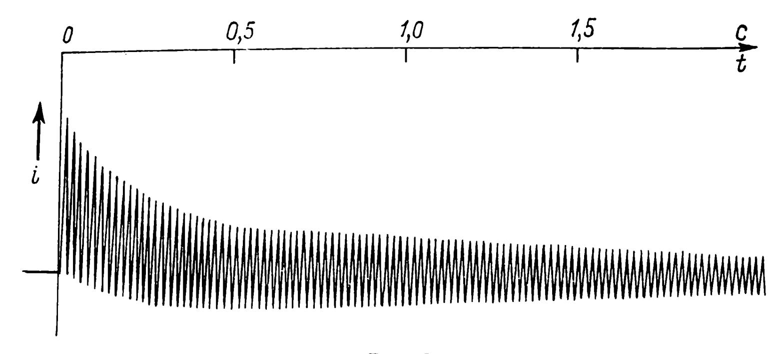


Рис. 2

кают накоротко все три фазы обмотки статора и осциллографируют в них ток. Для вычисления параметров используют осциллограмму тока в той фазе, где апериодическая составляющая имеет минимальное значение, так как в этом случае имеют место наименьшие искажения синусоидальной кривой тока внезапного короткого замыкания.

На рис. 2 представлена типичная осциллограмма тока внезапного трехфазного короткого замыкания. Ее обработка ведется следующим образом. Начиная с момента $t=0$, измеряют на каждом полупериоде двойную амплитуду тока и наносят эти значения на график (рис. 3). Тем самым постоянная составляющая тока короткого замыкания исключается. Отметим, что масштаб тока на графике будет вдвое больше, чем на осциллограмме. После этого проводят огибающую. Сверхпереходная составляющая $\hat{I}''$ определяется из графика по точке пересечения огибающей с осью ординат (рис. 3). Сверхпереходное реактивное сопротивление по продольной оси вычисляется из соотношения

$$X_d'' = \frac{\sqrt{2}\, U_{0\lambda}}{\hat{I}''}. \tag{4}$$

Установившийся ток $\hat{I}^0$ определяется достаточно просто (рис. 3). Синхронное реактивное сопротивление по продольной оси вычисляется аналогично:

$$X_d = \frac{\sqrt{2}\, U_{0\lambda}}{\hat{I}^0}. \tag{5}$$

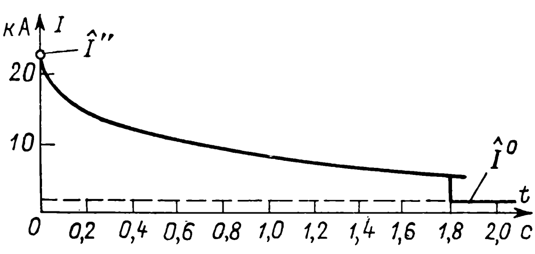


Рис. 3

В относительных единицах выражения для этих реактивных сопротивлений имеют вид

$$x_d = X_d/Z_N; \qquad x''_d = X''_d/Z_N, \tag{6}$$

где

$$Z_N = U_N^2/P_N \tag{7}$$

— базисное сопротивление.

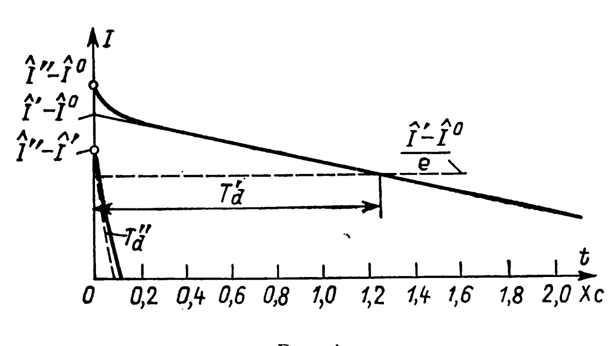


Рис. 4

Для того чтобы определить переходное реактивное сопротивление x'_d и постоянные времени T'_d и T''_d, следует построить дополнительный график (рис. 4) с логарифмической шкалой по оси ординат в отличие от равномерной шкалы на рис. 3. На график наносятся начиная с момента $t=0$ приращения $\hat{I}$—$\hat{I}^0$, взятые из рис. 3, т. е. разности амплитуд текущего и ус-

тановившегося значений. Зависимость $\hat{I}—\hat{I}^0$ от времени в начальной части графика имеет криволинейный участок, а затем переходит в прямую. Так как масштаб для оси ординат — логарифмический, то прямолинейный участок на графике соответствует току, затухающему по экспоненциальному закону. Этим током является разность амплитуд переходного и установившегося значений, затухающая с постоянной времени T'_d. В начальный период режима короткого замыкания (рис. 4) на этот ток налагается разность амплитуд сверхпереходного и переходного значений токов, затухающая по экспоненциальному закону с постоянной времени T''_d. Она соответствует криволинейному участку на рис. 4. Для того чтобы из графика получить реактивное сопротивление x'_d и постоянные времени T'_d и T''_d, продолжим прямолинейный участок до пересечения с осью ординат. Получаем в точке $t=0$ приращение $\hat{I}'—\hat{I}^0$; так как ток $\hat{I}^0$ известен из рис. 3, то в результате получаем ток $\hat{I}'$. Соответственно переходное реактивное сопротивление по продольной оси вычисляется из соотношения

$$X'_d=\frac{\sqrt{2}\,U_{0\lambda}}{\hat{I}'}. \tag{8}$$

Разделив X'_d на базисное сопротивление Z_N, получаем значение реактивного сопротивления x'_d в относительных единицах.

Рассмотрим теперь метод определения постоянных времени. Переходная постоянная T'_d характеризует время, в течение которого приращение $\hat{I}'—\hat{I}^0$ уменьшается в e раз. Это время нетрудно определить, используя график на рис. 4. Для этого разность $\hat{I}'—\hat{I}^0$, полученную в точке $t=0$, следует разделить на число $e=2{,}718$ и определить по прямолинейной части графика на оси абсцисс время, соответствующее ординате $(\hat{I}'—\hat{I}^0)/e$. Это время отмечено на рис. 4.

Для того чтобы определить сверхпереходную постоянную времени T''_d, на графике рис. 4 следует построить еще одну дополнительную зависимость. Для этого необходимо из графика рис. 3 определить для ряда значений времени t разность между ординатами криволинейного участка и продолжением прямой, характеризующей переходную составляющую. Эта разность для ряда значений t дополнительно представлена на рис. 4. Если считать приближенно полученную зависимость прямолинейной, то ей соответствует одна постоянная времени T''_d. Она определяется из графика на рис. 4 тем же методом, что и постоянная времени T'_d.

Для генераторов с явновыраженными полюсами этот метод дает обычно очень точные результаты. Однако осциллограммы

токов в опыте трехфазного короткого замыкания турбогенераторов лишь приближенно можно представить в логарифмическом масштабе в виде двух прямых, как это показано на рис. 4. Это объясняется тем, что в течение переходного режима в массиве ротора возникают вихревые токи, затухание которых не может быть описано двумя экспонентами и, соответственно, двумя постоянными времени.

Опыт внезапного трехфазного короткого замыкания машины, работающей в режиме холостого хода, характеризует неустановившиеся режимы, естественно, только в контурах по продольной оси. Для турбогенераторов можно принять, что сверхпереходные синхронные реактивные сопротивления, а также постоянные времени по продольной и поперечной осям примерно одинаковы; то же относится и к синхронным реактивным сопротивлениям. Для явнополюсных синхронных машин с полной демпферной обмоткой это справедливо только для сверхпереходных реактивных сопротивлений и постоянных времени, в то время как для синхронного реактивного сопротивления по поперечной оси надо пользоваться расчетными значениями, если нежелательно вводить новые методы измерения, с помощью которых можно было бы определить более точно параметры контуров по поперечной оси.

2. Трехфазное короткое замыкание машины, работающей в режиме под нагрузкой

Рассмотрим машину, которая до момента возникновения режима внезапного короткого замыкания работает под нагрузкой, причем ее ток равен i_0, а напряжение u_0. Составляющие напряжения u_{0d}, u_{0q} и тока i_{0d}, i_{0q} могут быть определены либо из векторной диаграммы, либо из уравнений (24)—(27) главы 6. С момента короткого замыкания $u_d = u_q = 0$.

Подставим эти значения составляющих тока и напряжения в уравнения (107), (108) главы 6. В результате получим уравнения для составляющих тока внезапного трехфазного короткого замыкания по продольной и поперечной осям:

$$i_d = i_{0d} + u_{0q}\frac{1}{x_d(t)}; \tag{9}$$

$$i_q = i_{0q} - u_{0d}\frac{1}{x_q(t)}. \tag{10}$$

Выражение для расчета огибающей результирующего тока короткого замыкания таково:

$$i = \sqrt{i_d^2 + i_q^2}. \tag{11}$$

Все то время, пока угол нагрузки машины в исходном установившемся режиме мал — несколько меньше 30° эл., — процессами изменения токов преимущественно в контурах по продольной оси определяются процессы изменения результирующего тока короткого замыкания в обмотке статора. Осциллограммы этого тока существенно не отличаются от осциллограмм, полученных из опыта внезапного короткого замыкания машины, работающей до момента возникновения короткого замыкания в режиме холостого хода. Однако, если угол нагрузки в исходном режиме $\vartheta \geqslant 30°$ эл., то необходимо учитывать неустановившиеся процессы также и в контурах по поперечной оси. Такие режимы имеют место в особенности при недовозбуждении или емкостной нагрузке машины с большими значениями синхронных реактивных сопротивлений. В качестве предельного случая рассмотрим режим внезапного короткого замыкания синхронной машины, которая работала до момента возникновения короткого замыкания в режиме нагрузки с углом $\vartheta = 90°$ эл. Это соответствует режимам с емкостной нагрузкой или кратковременному асинхронному с полной потерей возбуждения. Отметим, что режим при постоянном токе возбуждения и угле $\vartheta \approx 90°$ эл. неустойчив.

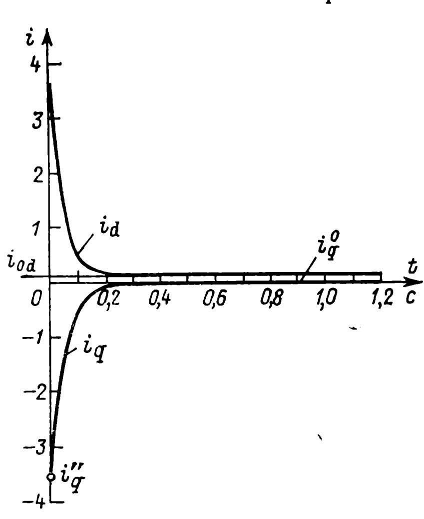


Рис. 5

В данном случае справедливы соотношения $u_{0d} = u_0$, $u_{0q} = 0$. Из уравнений (9) и (10) получаем

$$i_d = i_{0d}; \tag{12}$$

$$i_q = i_{0q} - u_0 \frac{1}{x_q(t)}. \tag{13}$$

Из этих формул следует, что составляющая тока по продольной оси после того, как обмотка статора была замкнута накоротко, сохраняет свое прежнее значение, а составляющая тока по поперечной оси изменяется. Рассмотрим в качестве примера машину, параметры которой приведены на стр. 192. Примем для исходного режима работы машины под нагрузкой следующие значения составляющих тока: $i_{0d} = 0,1$; $i_{0q} = 1,43$.

Подставим вместо $x_q(t)$ последовательно значения x''_q и x_q со стр. 192. Составляющие тока при коротком замыкании получаем в соответствии с (13):

$$i''_d = i'_d = i^0_d = 0{,}1; \qquad i''_q = -3{,}57; \qquad i^0_q = 0.$$

На рис. 5 представлены кривые изменения составляющих тока по продольной и поперечной осям и результирующего тока в обмотке. Так как ток по поперечной оси затухает по экспоненциальному закону со сверхпереходной постоянной времени, то периодическая составляющая тока короткого замыкания затухает до своего установившегося значения очень быстро. Ниже при рассмотрении апериодической составляющей будет показано, что периодическая составляющая затухает быстрее, чем апериодическая; в результате достаточно длительное время ток короткого замыкания может не принимать нулевое значение.

3. Двухфазное короткое замыкание

Двухфазное короткое замыкание является одним из несимметричных аварийных эксплуатационных режимов. Аналитически такие режимы удобно исследовать методом симметричных составляющих. Аналогично тому, как в гл. 2 токи и напряжения трехфазной сети были разложены на три симметричные системы — прямой, обратной и нулевой последовательности, — токи и напряжения синхронной машины мы также представим в виде токов и напряжений прямой и обратной последовательности; токи и напряжения нулевой последовательности при двухфазном коротком замыкании отсутствуют.

Системе напряжений и токов прямой последовательности соответствует поле в расточке, вращающееся синхронно с ротором. Следовательно, для этой системы в неустановившемся режиме справедливы уравнения, полученные нами в главе 6. Системе напряжений и токов обратной последовательности соответствует поле в расточке, вращающееся с синхронной скоростью в направлении, противоположном направлению вращения ротора. Частота токов, наводимых этим полем в контурах ротора, равна удвоенной частоте сети.

Таким образом, речь идет о неустановившемся режиме, затухающем достаточно быстро; можно считать, что этот режим определяется в основном сверхпереходным реактивным сопротивлением (см. главу 6).

Рассмотрим для простоты случай, когда сверхпереходные реактивные сопротивления по продольной и поперечной осям примерно равны, что справедливо для турбогенераторов и явнополюсных машин с полной демпферной обмоткой. Реактив-

ное сопротивление обратной последовательности в этом случае можно вычислять из соотношения

$$x_2 \approx \frac{x_d'' + x_q''}{2}. \tag{14}$$

На рис. 6, *а* схематически представлена синхронная машина с нагрузкой Z в каждой фазе. Двухфазное короткое замыкание

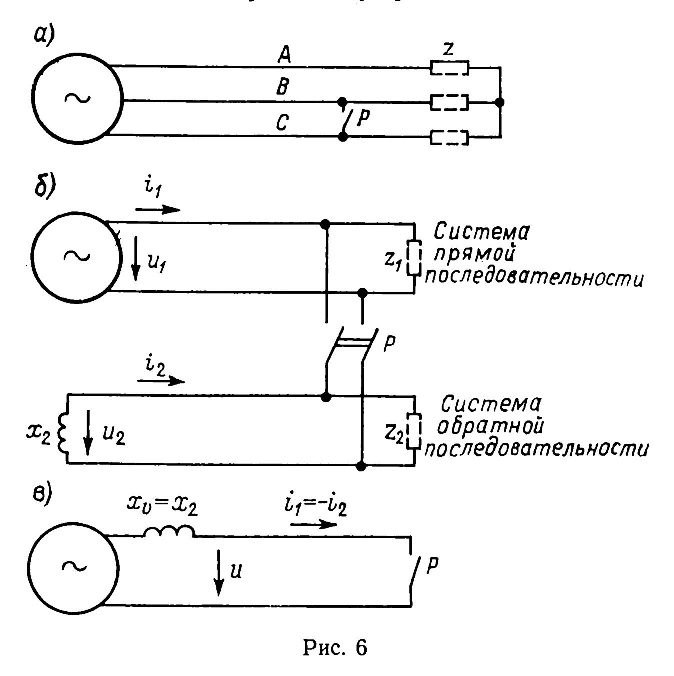


Рис. 6

имеет место при замыкании рубильника P. Эквивалентные схемы для симметричных составляющих токов и напряжений прямой и обратной последовательности представлены на рис. 6, *б*. Двухфазному короткому замыканию на рис. 6, *б* также соответствует замыкание рубильника P. Отметим, что для системы прямой последовательности двухфазное короткое замыкание означает внезапное подключение генератора к эквивалентному сопротивлению, состоящему из соединенных параллельно сопротивлений x_2 и z_2. Таким образом, кривую изменения тока прямой последовательности можно рассчитать методами, используемыми при расчете токов, возникающих при подключении нагрузки к генератору. Затем можно вычислить ток обратной последовательности, исходя из распределения токов в соответствии с сопротивлениями x_2, z_2 и z_1. После этого,

используя соотношения, приведенные в табл. 1 главы 2, можно определить процесс изменения тока в каждой фазе обмотки.

Формулы для расчета токов, возникающих при подключении генератора к сопротивлению, если генератор был предварительно нагружен, приведены в главе 8.

Предположим сначала, что сопротивление нагрузки $z=\infty$, т. е. двухфазное короткое замыкание имеет место в случае, когда машина до момента короткого замыкания работала в режиме холостого хода. С учетом этих упрощающих предпосылок согласно рис. 6, *б* получаем простое соотношение для токов прямой и обратной последовательности

$$i_2 = -i_1. \tag{15}$$

Соответственно соотношение для напряжений

$$\underline{U}_2 = \underline{U}_1 = jx_2 i_1. \tag{16}$$

Схема замещения для данного случая упрощается; она представлена на рис. 6, *в*. Из этой схемы следует, что реактивное сопротивление обратной последовательности включено на зажимы машины в виде дополнительного реактивного сопротивления x_v. Оно суммируется с реактивными сопротивлениями самого генератора и увеличивает его постоянные времени, определяемые из уравнений (64), (101) и (102) главы 6. В этом случае машину, а также это дополнительное сопротивление можно рассматривать как эквивалентную машину, параметры которой соответственно изменены по сравнению с действительными. Начальные условия для расчета токов и напряжений при двухфазном коротком замыкании этой эквивалентной машины записываются с учетом исходного режима холостого хода:

$$i_{0d} = 0; \qquad u_{0d} = 0; \qquad i_{0q} = 0; \qquad u_{0q} = u_0.$$

После того как возникло двухфазное короткое замыкание (замкнут рубильник *P* на рис. 6, *в*), для составляющих напряжения можно записать:

$$u_d = u_q = 0.$$

Подставим эти уравнения в правую часть уравнений (107) и (108) из главы 6; для составляющих тока имеем

$$i_q = 0; \tag{17}$$

$$i_d = u_0 \frac{1}{x_d(t)}. \tag{18}$$

Для $x_d(t)$ получаем выражение, отличное от выражения (2), полученного для режима трехфазного короткого замыкания:

$$\frac{1}{x_d(t)}=\frac{1}{x_d+x_v}+\left(\frac{1}{x_d'+x_v}-\frac{1}{x_d+x_v}\right)e^{-t/T''_{dL}}+$$
$$+\left(\frac{1}{x_d''+x_v}-\frac{1}{x_d'+x_v}\right)e^{-t/T''_{dL}}. \qquad (19)$$

Так как составляющая тока $i_q=0$, модуль вектора i_1 равен модулю i_d.

Для того чтобы воспользоваться методом симметричных составляющих в дальнейших расчетах, необходимо представить величины, входящие в уравнение (18), в векторной форме; следует также учесть, что при индуктивной нагрузке ток отстает от напряжения на 90° эл. Тогда уравнение (18) примет вид

$$\underline{i}_1=\frac{\underline{u}_0}{jx_d(t)}. \qquad (20)$$

Для тока и напряжения обратной последовательности с учетом уравнений (15) и (16) получаем

$$\underline{i}_2=\frac{\underline{u}_0}{jx_d(t)}; \qquad (21)$$

$$u_2=\underline{u}_0\frac{x_2}{x_d(t)}. \qquad (22)$$

Для того чтобы вычислить токи в фазах обмотки статора, следует воспользоваться основными уравнениями метода симметричных составляющих (глава 2, табл. 1). В результате для токов в фазах получаем

$$\underline{i}_A=\frac{\underline{u}_0}{jx_d(t)}(1-1)=0; \qquad (23)$$

$$\underline{i}_B=\frac{\underline{u}_0}{jx_d(t)}\left(\underline{a}^2-\underline{a}\right)=\frac{\underline{u}_0}{jx_d(t)}\left(-j\sqrt{3}\right); \qquad (24)$$

$$\underline{i}_C=\frac{\underline{u}_0}{jx_d(t)}\left(\underline{a}-\underline{a}^2\right)=\frac{\underline{u}_0}{jx_d(t)}j\sqrt{3}. \qquad (25)$$

Соответственно напряжения на зажимах машины

$$\underline{u}_A=\underline{u}_0\frac{x_2}{x_d(t)}(1+1)=\underline{u}_0\frac{x_2}{x_d(t)}2; \tag{26}$$

$$\underline{u}_B=\underline{u}_0\frac{x_2}{x_d(t)}(\underline{a}^2+\underline{a})=\underline{u}_0\frac{x_2}{x_d(t)}(-1); \tag{27}$$

$$\underline{u}_C=u_0\frac{x_2}{x_d(t)}(\underline{a}+\underline{a}^2)=\underline{u}_0\frac{x_2}{x_d(t)}(-1). \tag{28}$$

На рис. 7 представлены векторные диаграммы токов и напряжений, полученных этим методом. Фазы B и C замкнуты накоротко. Напряжение этих фаз относительно нулевой точки обмотки одинаково; оно равно половине напряжения фазы A и направлено по отношению к нему встречно. Токи $\underline{I}_B$ и $\underline{I}_C$ равны и направлены встречно друг другу. Из уравнений (23)—(25) следует, что векторы токов в течение всего режима короткого замыкания изменяются по модулю, однако соотношение между токами в фазах обмотки сохраняется постоянным. То же относится и к напряжениям отдельных фаз обмотки [см. уравнения (26) — (28)].

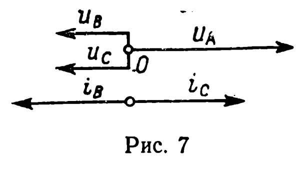


Рис. 7

Для первого момента после возникновения короткого замыкания, т. е. для сверхпереходного режима, справедливо соотношение $x_d(t)=x''_d+x_2$; так как $x_2\approx x''_d$, то выражение для расчета сверхпереходной составляющей тока в фазах B и C будет

$$i''_C=i''_B=\sqrt{3}\,\frac{u_0}{x''_d+x_2}\approx\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{u_0}{x''_d}. \tag{29}$$

Соответственно из уравнения (26) получаем выражение для расчета напряжения в фазе A:

$$u''_A=u_0\cdot 2\frac{x_2}{x''_d+x_2}\approx u_0. \tag{30}$$

Следовательно, в начальный момент двухфазного короткого замыкания периодическая составляющая тока в $\sqrt{3}/2$ раз меньше, чем при трехфазном коротком замыкании. Напряжение свободной фазы обмотки в первый момент короткого замыкания сохраняется примерно постоянным.

Во время переходного процесса справедливо соотношение $x_d(t) = x'_d + x_2$. Из уравнений (24)—(25) получаем для переходной составляющей тока в фазах B и C:

$$i'_C = i'_B = \sqrt{3}\,\frac{u_0}{x'_d + x_2} \approx \frac{\sqrt{3}}{1 + \dfrac{x''_d}{x'_d}} \cdot \frac{u_0}{x'_d}; \tag{31}$$

соответственно из уравнения (26) для напряжения в фазе A имеем

$$u'_A = u_0 \cdot 2\,\frac{x_2}{x'_d + x_2} \approx u_0 \cdot 2\,\frac{x''_d}{x'_d + x''_d}. \tag{32}$$

Отметим, что обычно отношение $x'_d/x''_d \approx 1{,}5 \div 2$, поэтому $i'_C = i'_B \approx u_0/x'_d$. Следовательно, переходные составляющие тока при двухфазном и трехфазном коротком замыкании примерно равны.

Напряжение исправной фазы в переходном процессе в соответствии с уравнением (32) составляет примерно 66% напряжения в сверхпереходном.

В установившемся режиме справедливо соотношение $x_d(t) = x_d + x_2$. Из уравнений (24) и (25) получаем для токов в фазах B и C

$$i^0_B = i^0_C = \sqrt{3}\,\frac{u_0}{x_d + x_2} \approx \sqrt{3}\,\frac{u_0}{x_d}; \tag{33}$$

соответственно из уравнения (26) для напряжения в фазе A имеем

$$u^0_A = u_0 \cdot 2\,\frac{x_2}{x_d + x_2} \approx u_0\,\frac{2x''_d}{x_d}. \tag{34}$$

Отметим, что обычно $x_2 \approx x''_d$, причем $x''_d \ll x_d$; поэтому установившиеся токи при двухфазном коротком замыкании почти в $\sqrt{3}$ раз больше, чем при трехфазном.

Напряжение исправной фазы в установившемся режиме короткого замыкания составляет примерно 20% напряжения фазы до момента возникновения этого режима.

На рис. 8 в качестве примера представлена огибающая периодической составляющей тока двухфазного короткого замыкания применительно к машине, параметры которой приведены на стр. 192. Она несколько отличается от соответствующей огибающей тока трехфазного короткого замыкания (рис. 1).

Если явнополюсные машины вообще не имеют демпферной обмотки или если она неполная, то принятое в § 1 предположе-

ние о том, что $x''_d \approx x''_q$, не соответствует действительности. В этом случае реактивное сопротивление x_2 изменяется периодически, соответственно вращению ротора. Это приводит к тому, что колебания тока и напряжения существенно искажаются, в особенности при наличии значительной по величине апериодической составляющей. В результате на исправной фазе в первые моменты после возникновения короткого замыкания могут иметь место перенапряжения. На рис. 9 представлена начальная часть кривой изменения этого напряжения (рис. 9, *а, б*) и

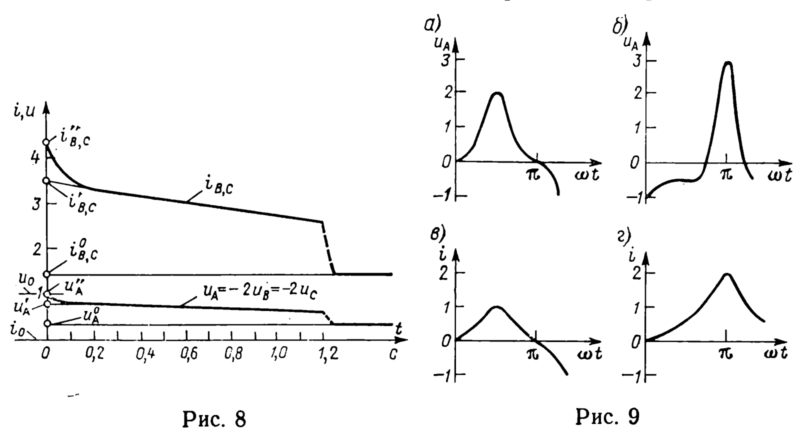


Рис. 8 Рис. 9

соответствующего тока короткого замыкания (рис. 9, *в, г*). Кривые на рис. 9, *а, в* вычислены без учета апериодической составляющей тока, а на рис. 9, *б, г* — с учетом этой составляющей. Расчеты проведены для машины, для которой принято $x''_q = 2x''_d$.

4. Двухфазное короткое замыкание при параллельной работе с сетью

В предыдущем разделе мы провели аналитическое исследование режима двухфазного короткого замыкания машины, которая до момента его возникновения работала в режиме холостого хода. В этом параграфе мы проведем аналитическое исследование режима двухфазного короткого замыкания машины, которая соединена с сетью через трансформатор, причем после возникновения короткого замыкания эта связь с сетью сохраняется (рис. 10, *а*). Предположим, что по сравнению с реактивным сопротивлением трансформатора реактивное сопротивление сети достаточно мало и им можно пренебречь, так что режим короткого замыкания не влияет на напряжение сети и, следовательно, напряжение на шинах.

Если же этим реактивным сопротивлением сети пренебречь нельзя, то его следует учесть путем суммирования с реактивным сопротивлением трансформатора. На рис. 10, *б* представлены эквивалентные схемы для симметричных составляющих прямой и обратной последовательности. В последней имеется реактивное сопротивление обратной последовательности x_2, как

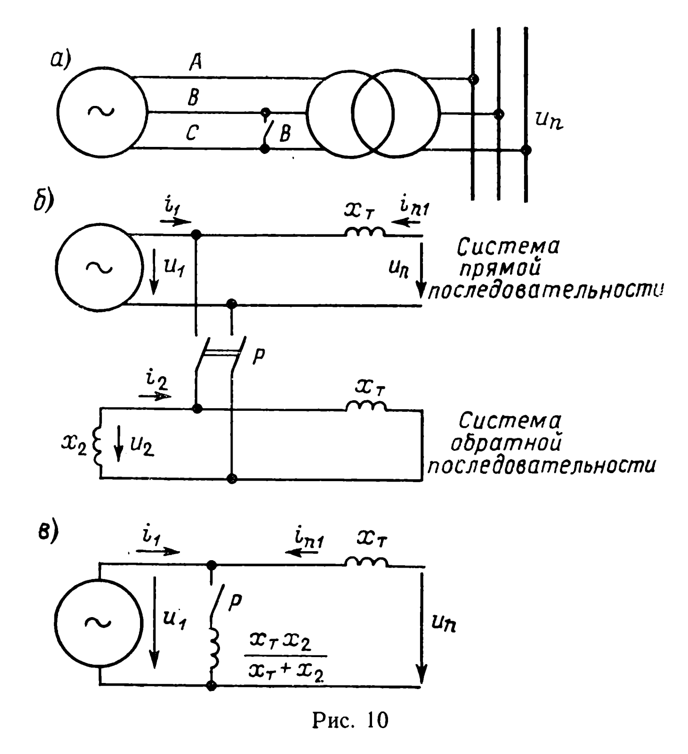


Рис. 10

на схеме рис. 6, *б*, а трансформатору, изображенному на схеме рис. 10, *а*, соответствует на рис. 10, *б* реактивное сопротивление $x_т$. Оно одинаково для токов прямой и обратной последовательности. Отметим, что реактивным сопротивлением сети мы пренебрегли, поэтому в схеме на рис. 10, *б* для обратной последовательности сопротивления x_2 и $x_т$ соединены параллельно. При замкнутом рубильнике P (рис. 10, *б*) можно записать следующие выражения для напряжения $\underline{u}_2$ и тока $\underline{i}_2$ обратной последовательности:

$$\underline{u}_2 = \underline{u}_1; \tag{35}$$

$$\underline{i}_2 = -\frac{\underline{u}_2}{jx_2} = -\frac{\underline{u}_1}{jx_2}. \tag{36}$$

При замыкании рубильника P эквивалентное реактивное сопротивление обратной последовательности

$$x = \frac{x_т x_2}{x_т + x_2}. \qquad (37)$$

С учетом этого эквивалентного сопротивления схема рис. 10, *б* может быть преобразована (рис. 10, *в*). Найдем токи в схеме на рис. 10, *в*. Обозначим предварительно:

$$x_v = \frac{x x_т}{x + x_т} = \frac{x_т x_2}{x_т + 2x_2}. \qquad (38)$$

Для напряжения $\underline{u}_1$ можно записать с учетом обоих токов $\underline{i}_1$ и $\underline{i}_{n1}$ (рис. 10, *в*):

$$\underline{u}_1 = (\underline{i}_1 + \underline{i}_{n1})\, j\, \frac{x_т x_2}{x_т + x_2}, \qquad (39)$$

а для тока $\underline{i}_{n1}$ (рис. 10, *в*) имеем:

$$i_{n1} = (\underline{u}_n - \underline{u}_1)\frac{1}{jx_т}. \qquad (40)$$

С учетом выражений (38), (39) и (40) получаем для напряжения $\underline{u}_1$:

$$\underline{u}_1 = \underline{i}_1 j x_v + \underline{u}_n \frac{x_v}{x_т}; \qquad (41)$$

отсюда для тока $\underline{i}_1$ получаем:

$$\underline{i}_1 = \frac{\underline{u}_1}{jx_v} - \frac{\underline{u}_n}{jx_т}. \qquad (42)$$

Перейдем теперь к выводу выражения для расчета изменения во времени напряжения $\underline{u}_1$. После того, как оно будет получено, мы сможем определить в соответствии с уравнениями (35), (36), (42) изменение симметричных составляющих напряжения u_2 и токов i_1 и i_2. Для того чтобы вычислить изменение токов и напряжений в фазах обмотки статора, мы вновь воспользуемся основными уравнениями метода симметричных составляющих (глава 2, табл. 2).

Применим к уравнению (41) упрощенное преобразование по Парку. Введем следующие обозначения:

$$\underline{u}_1 = u_d + ju_q; \qquad (43)$$

$$\underline{i}_1 = i_d + ji_q; \qquad (44)$$

$$\underline{u}_n = ju_n. \qquad (45)$$

Из уравнения (41) после выделения вещественной и мнимой частей получаем

$$u_d = i_q x_v; \tag{46}$$

$$u_q = i_d x_v + u_n \frac{x_v}{x_т}. \tag{47}$$

Напряжение u_n имеет составляющую только по поперечной оси, так как угол нагрузки машины, работавшей в режиме холостого хода до момента короткого замыкания, был равен нулю, а ротор машины в течение короткого замыкания продолжает вращаться с синхронной скоростью, если считать, что потери в активных сопротивлениях контуров и в сети (до точки короткого замыкания) малы и ими можно пренебречь. Предположим, что ток возбуждения был в режиме холостого хода установлен таким, что в этом режиме уравнительный ток отсутствовал, т. е. напряжение машины было установлено равным напряжению сети.

Для решения уравнений (107) и (108) из главы 6 используем следующие начальные условия:

$$i_{0d} = i_{0q} = 0; \qquad u_{0d} = 0; \qquad u_{0q} = u_n.$$

В результате решения системы получаем

$$i_q = u_d \frac{1}{x_q(t)}; \tag{48}$$

$$i_d = -(u_q - u_n) \frac{1}{x_d(t)}. \tag{49}$$

Уравнения (46) и (48) могут быть решены совместно, причем решением могут быть только значения

$$u_d = 0; \qquad i_q = 0. \tag{50}$$

Таким образом, мы получили, что ток имеет только составляющую по продольной оси, а напряжение — по поперечной. Оно вычисляется из уравнений (47) и (49) в виде

$$u_q = u_n \frac{x_v}{x_т} \cdot \frac{x_т + x_d(t)}{x_v + x_d(t)}. \tag{51}$$

Для того чтобы вновь перейти к векторным величинам, подставим полученные значения для u_d и u_q в уравнение (43); с учетом уравнения (45) получим

$$\underline{u}_1 = \underline{u}_n \frac{x_v}{x_v} \cdot \frac{x_т + x_d(t)}{x_v + x_d(t)}. \tag{52}$$

Для расчета составляющих напряжения $\underline{u}_2$ и токов $\underline{i}_1$, $\underline{i}_2$ воспользуемся полученным выражением. Из уравнений (35), (42) и (36) после несложных преобразований найдем

$$\underline{u}_2 = \underline{u}_n \frac{x_v}{x_т} \cdot \frac{x_т + x_d(t)}{x_v + x_d(t)}; \tag{53}$$

$$\underline{i}_1 = \underline{u}_n \frac{1}{jx_т} \cdot \frac{x_т - x_v}{x_v + x_d(t)}; \tag{54}$$

$$\underline{i}_2 = -\underline{u}_n \frac{1}{j(x_т + 2x_2)} \cdot \frac{x_т + x_d(t)}{x_v + x_d(t)}. \tag{55}$$

Выведем теперь выражения для расчета напряжений фаз обмотки. Согласно табл. 1 главы 2 запишем для фазных напряжений выражения, аналогичные (26)—(28):

$$\underline{u}_A = \underline{u}_n \frac{x_v}{x_т} \cdot \frac{x_т + x_d(t)}{x_v + x_d(t)} (1 + 1) = \underline{u}_n \frac{x_v}{x_т} \cdot \frac{x_т + x_d(t)}{x_v + x_d(t)} \cdot 2; \tag{56}$$

$$\underline{u}_B = \underline{u}_n \frac{x_v}{x_т} \cdot \frac{x_т + x_d(t)}{x_v + x_d(t)} (\underline{a}^2 + \underline{a}) = \underline{u}_n \frac{x_v}{x_т} \cdot \frac{x_т + x_d(t)}{x_v + x_d(t)} (-1); \tag{57}$$

$$\underline{u}_C = \underline{u}_n \frac{x_v}{x_т} \cdot \frac{x_т + x_d(t)}{x_v + x_d(t)} (\underline{a} + \underline{a}^2) = \underline{u}_n \frac{x_v}{x_т} \cdot \frac{x_т + x_d(t)}{x_v + x_d(t)} (-1). \tag{58}$$

Для векторов напряжения остается справедливой векторная диаграмма, приведенная на рис. 7, причем напряжения фаз B и C вдвое меньше напряжения фазы A и направлены по отношению к вектору этого напряжения встречно.

В качестве примера рассчитаем изменение напряжения машины, параметры которой приведены на стр. 192. Примем дополнительно $x_т = 0{,}1$. Величину x_v получаем согласно уравнению (38) равной 0,04. Последовательно подставляя в уравнение (56) вместо $x_d(t)$ значения x''_d, x'_d и x_d, получаем для напряжения фазы:

$$u''_A = u_n; \qquad u'_A = 0{,}96 u_n; \qquad u^0_A = 0{,}847 u_n. \tag{59}$$

В целом процесс изменения напряжения затухает по экспоненциальному закону (рис. 11) с постоянными времени $T''_d = 0{,}053$ с и $T'_d = 1{,}63$ с. Они определены согласно уравнениям (64) и (101) главы 6.

Мы получили все исходные данные для того, чтобы графически представить процесс изменения напряжения. Из сравнения кривых, представленных на рис. 8 и 11, следует, что при

наличии связи с сетью кривая изменения напряжения при двухфазном коротком замыкании имеет более пологий характер.

Для того чтобы вычислить токи в фазах, необходимо предварительно определить из уравнений (54) и (55) составляющие

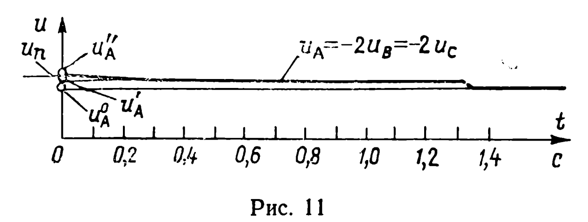


Рис. 11

токов прямой i_1 и обратной i_2 последовательности. Для токов в фазах при подстановке значений составляющих в основные уравнения симметричных составляющих не получается простых выражений, так как процесс изменения во времени токов i_1 и i_2

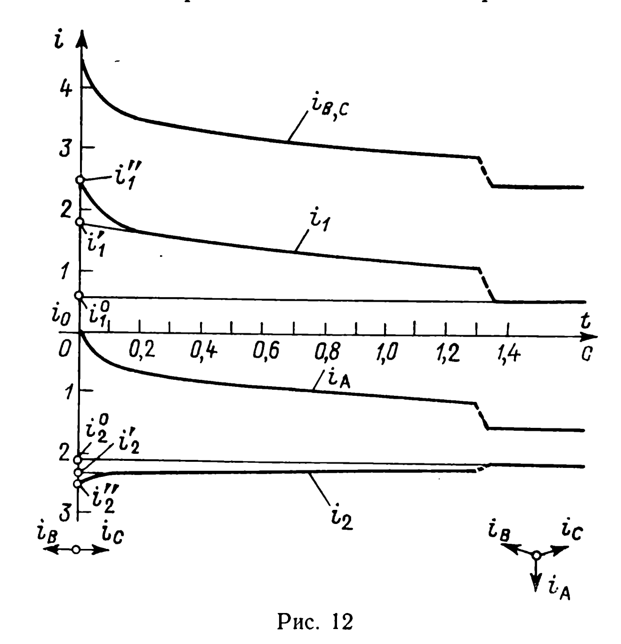


Рис. 12

различен. Поэтому предварительно целесообразно рассчитать обе составляющие и далее для каждой точки их векторно сложить.

На рис. 12 представлены результаты расчета тока в фазах обмотки для машины, параметры которой приведены на

стр. 192. Кривые являются огибающими, соответствующими модулям токов; на одной из векторных диаграмм рис. 12 представлено взаимное положение векторов $\underline{i}_B$, $\underline{i}_C$ в момент возникновения короткого замыкания, на другой — при установившемся режиме. Из кривых и векторных диаграмм следует, что в первые моменты процесс аналогичен процессу изменения токов в фазах обмотки при двухфазном коротком замыкании машины, работающей автономно, без связи с сетью; при этом в фазе A ток $\underline{i}_A=0$. В дальнейшем по мере развития процесса ток в фазе A возрастает, а угол между векторами токов $\underline{i}_B$ и $\underline{i}_C$ становится меньшим 180°.

5. Учет насыщения

В этой главе при выводе расчетных выражений мы пренебрегли насыщением синхронной машины, так как оно не оказывает решающего влияния на процессы в неустановившихся режимах. Однако при расчетах процессов в установившихся режимах короткого замыкания это упрощение может привести к существенным неточностям, так как машина в исходном режиме в большинстве случаев насыщена сильнее, чем в режиме короткого замыкания. После возникновения короткого замыкания основной поток в машине уменьшается; соответственно снижается и степень насыщения активной стали.

В главе 5, в уравнениях (71в) и (71г) мы учли насыщение, вызванное основным потоком, введением коэффициентов γ_d и γ_q. Для установившегося режима эти уравнения, учитывающие насыщение, принимают вид

$$\varphi_{hd}=\gamma_d\,(i_f-x_{hd}i_d); \tag{60}$$

$$\varphi_{hq}=-\gamma_q c_q x_{hd} i_q=-\gamma_q x_{hq} i_q. \tag{61}$$

Однако коэффициенты γ_d и γ_q должны учесть насыщение активной стали в любом эксплуатационном режиме, а не только в установившемся. Принципиальная трудность при определении коэффициентов насыщения состоит в том, что они учитывают нелинейную зависимость между потоком и НС. В общем случае при определении насыщения магнитной цепи нельзя рассматривать раздельно потоки по продольной и поперечной осям. Это легко установить из следующего примера. Рассмотрим магнитную цепь турбогенератора; предположим, что магнитное сопротивление для основного потока одинаково не только в направлении осей d и q, но и для любой оси в промежутке между ними. Допустим далее, что турбогенератор работает в режиме, в котором основной поток и НС направлены в расточке вдоль оси, расположенной под 45° к осям d и q. При этом магнитный

поток будем считать достаточно большим, так что машина работает в зоне насыщения магнитной цепи. Составляющие потока по осям, которые являются проекциями основного потока на продольную и поперечную оси, меньше основного потока в 0,707 раза ($\sin 45° = \cos 45° = 0{,}707$). Таким образом, при раздельном рассмотрении потоков по продольной и поперечной осям мы могли бы прийти к ошибочному выводу о том, что магнитная цепь по обеим осям менее насыщена. Поэтому коэффициенты насыщения должны быть определены исходя из полного потока:

$$\varphi_h = \sqrt{\varphi_{hd}^2 + \varphi_{hq}^2}. \qquad (62)$$

Зависимость коэффициента γ_d от тока возбуждения может быть определена из характеристики холостого хода машины, которая является функцией напряжения u_q на зажимах машины, не подключенной к сети или нагрузке, от тока возбуждения:

$$u_q = S\,(i_f). \qquad (63)$$

В этом режиме поток по продольной оси равен полному потоку машины,

$$\varphi_h = \varphi_{hd}, \qquad (64)$$

а ток в обмотке статора равен нулю.

Из уравнения (60) и уравнения (2) главы 6 имеем

$$\varphi_{hd} = \gamma_d i_f; \qquad (65)$$

$$u_q = \varphi_{hd}. \qquad (66)$$

В результате получаем выражение для коэффициента насыщения

$$\gamma_d = \frac{\varphi_h}{i_f} = \frac{u_q}{i_f} = \frac{S\,(i_f)}{i_f}. \qquad (67)$$

Таким образом, для того чтобы вычислить коэффициент γ_d, надо напряжение u_q разделить на соответствующее значение тока возбуждения для ряда точек характеристики холостого хода.

На рис. 13 представлена кривая изменения коэффициента γ_d в зависимости от потока φ_d; поток φ_d, соответствующий номинальному напряжению, принят равным 100%. Поэтому реактивное сопротивление x_{hd} и коэффициент c_q, входящие в основные уравнения машины, должны быть определены с учетом характеристики холостого хода, на что следует обратить особое внимание.

Для магнитной цепи по поперечной оси, как правило, нельзя получить кривую насыщения, аналогичную кривой холостого хода для магнитной цепи по продольной оси; поэтому коэффи-

циент γ_q оценивается приближенно. Для турбогенераторов можно принять $\gamma_d(\varphi_n) \approx \gamma_q(\varphi_n)$.

У явнополюсных машин зависимость коэффициента γ_q от потока φ_n более пологая, чем у коэффициента γ_d. Приближенно можно оценивать γ_q из соотношения

$$\gamma_q(\varphi_h) = \frac{1}{1 + (0{,}3 \div 0{,}4)\left[\dfrac{1}{\gamma_d(\varphi_h)} - 1\right]}. \tag{68}$$

Учет насыщения посредством коэффициентов γ_d и γ_q, зависящих от основного потока, в целом справедлив при расчете ре-

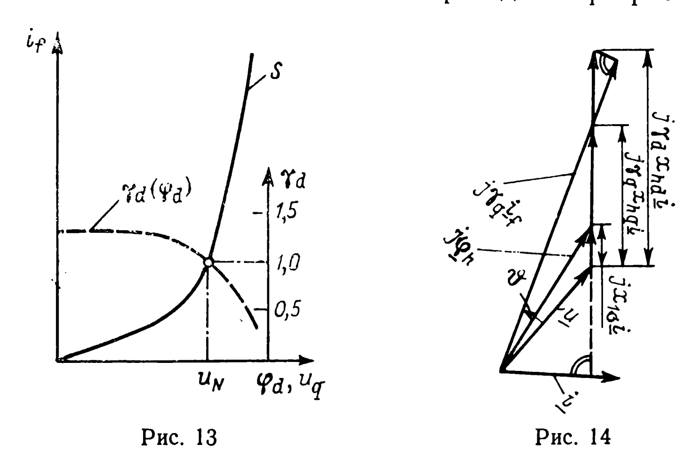


Рис. 13 Рис. 14

жимов по уравнениям теории двух реакций. Эти уравнения целесообразно реализовать на аналоговых машинах или ЭЦВМ.

При расчете вручную процесс вычисления достаточно длителен *. Исключение составляют случаи, когда полный поток определяется предварительно, непосредственно исходя из заданных величин. Это имеет место, например, если необходимо определить ток возбуждения i_f и угол нагрузки ϑ при заданных напряжении $\underline{u}$ и токе $\underline{i}$.

Исходным для решения является уравнение для напряжения u, записанное с учетом коэффициентов насыщения; используя выражение (13) из главы 6, имеем

$$\underline{u} = j\gamma_d \underline{i}_f - j(\gamma_d x_{hd} - \gamma_q x_{hq})\,\underline{i}_d - j(x_{1\sigma} + \gamma_q x_q)\,\underline{i} \tag{69}$$

или

$$j\gamma_d \underline{i}_f = \underline{u} + jx_{1\sigma}\underline{i} + j\gamma_q x_{hq}\underline{i} + j(\gamma_d x_{hd} - \gamma_q x_{hq})\,\underline{i}_d. \tag{70}$$

* Это объясняется тем, что основной поток φ_h задан обычно в неявном виде и его расчет ведется методом последовательных приближений. *(Прим. редактора перевода.)*

Для решения этой задачи предварительно следует определить в соответствии с последним выражением векторную сумму $\underline{u}+jx_{1\sigma}\underline{i}$ (рис. 14). Она равна вектору $j\underline{\varphi}_h$. После того, как мы нашли основной поток φ_h, нетрудно определить соответствующие ему коэффициенты насыщения γ_d и γ_q. Далее решение уравнения (70) можно выполнить графически обычным путем (рис. 14).

В режиме установившегося короткого замыкания угол нагрузки близок к нулю, так что основной поток имеет только продольную составляющую. Поэтому нам необходимо учесть насыщение магнитной цепи только по продольной оси. В этом случае можно принять

$$\gamma_d(\varphi_h) = \gamma_d(\varphi_d). \tag{71}$$

Зависимость коэффициента γ_d от насыщения определена нами в соответствии с выражением (67) из характеристики холостого хода. Однако, так как в режиме установившегося короткого замыкания по обмотке статора протекает ток, выражение (67) должно быть несколько преобразовано:

$$\gamma_d = \frac{S(i_f - x_{hd}i_d)}{i_f - x_{hd}i_d}. \tag{72}$$

Подставим это выражение в уравнение (60); в результате получаем поток φ_{hd} непосредственно из кривой насыщения в виде

$$\varphi_{hd} = S(i_f - x_{hd}i_d). \tag{73}$$

Используя уравнение (2) из главы 6, находим выражение для составляющей напряжения на зажимах по поперечной оси при $\vartheta=0$

$$u_q = -i_d x_1 + S(i_f - x_{hd}i_d). \tag{74}$$

Отметим, что составляющая u_d в этом режиме равна нулю.

Рассмотрим теперь режим установившегося короткого замыкания для случая, когда между зажимами машины и точкой короткого замыкания включено реактивное сопротивление x_v (рис. 15, *а*). Это сопротивление можно сложить с реактивным сопротивлением рассеяния обмотки статора $x_{1\sigma}$, а напряжение полученной эквивалентной машины с сопротивлением $x_v+x_{1\sigma}$ принять равным $u_q=0$. Из уравнения (74) получаем

$$i_d(x_{1\sigma}+x_v) = S(i_f - x_{hd}i_d). \tag{75}$$

Из этого уравнения можно определить ток i_d. Для его решения удобно использовать следующий графический метод. Обе части уравнения будем рассматривать как функции аргумента i_d. Тогда левая часть может быть представлена прямой, проходящей через начало координат (точку O'), а правая часть

соответствует характеристике холостого хода, проходящей через точку O. Нетрудно показать, что отрезок OO' равен i_f (рис. 15, б).

Для того чтобы построить прямую, соответствующую левой части уравнения (70), достаточно задать произвольное значение тока i_{d1} и вычислить координаты точки A; ее абсцисса равна $x_{hd}i_{d1}$, а ордината $i_{d1}(x_{1\sigma}+x_v)$. Прямая, проведенная через начало координат O' и точку A, пересекает кривую холостого хода в определенной точке P. Ее абсциссой является $x_{hd}i_d$, откуда нетрудно вычислить и искомый ток i_d.

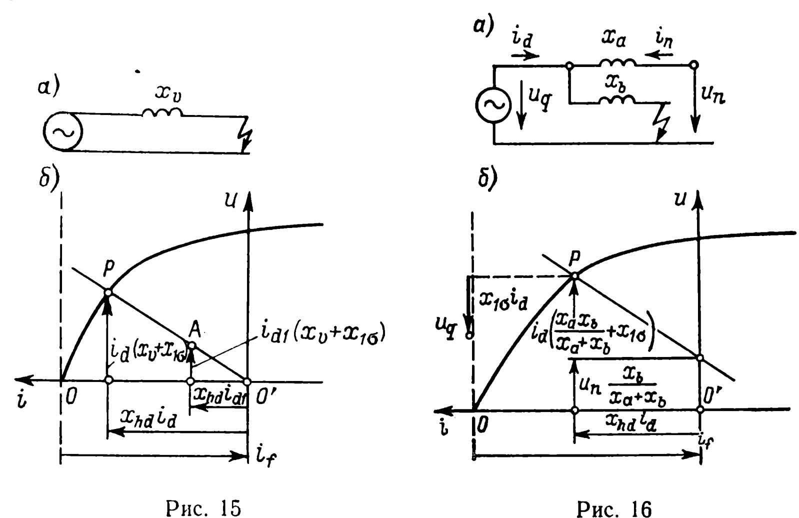


Рис. 15 Рис. 16

При коротком замыкании на зажимах машины имеем $x_v=0$, поэтому прямая составляет с осью абсцисс меньший угол. В этом случае мы получаем треугольник Потье, вершинами которого являются: начало координат, точка пересечения прямой с характеристикой холостого хода и соответствующая ей точка на оси абсцисс.

Аналогичное построение можно выполнить и для более сложных типов установившегося короткого замыкания. Один из примеров представлен на рис. 16. Для этого случая справедливы уравнения

$$u_q=(i_d+i_n)\,x_b; \tag{76}$$

$$i_n=\frac{u_n-u_q}{x_a}. \tag{77}$$

Из этих уравнений получаем

$$u_q=i_d\frac{x_a x_b}{x_a+x_b}+u_n\frac{x_b}{x_a+x_b}. \tag{78}$$

С учетом выражения (74) имеем следующее уравнение для расчета тока i_d:

$$u_n \frac{x_b}{x_a + x_b} + i_d \left(\frac{x_a x_b}{x_a + x_b} + x_{1\sigma} \right) = S \left(i_f - x_{hd} i_d \right). \qquad (79)$$

На рис. 16, *б* представлено его графическое решение. Прямая, соответствующая левой части, здесь проходит не через начало координат, а отсекает на оси ординат отрезок $u_n \frac{x_b}{x_a + x_b}$. В остальном его графическое решение аналогично решению уравнения (75) (рис. 15, *б*). Для того чтобы определить величину u_q, необходимо в соответствии с выражением (74) из ординаты точки пересечения P вычесть падение напряжения $x_{1\sigma} i_d$ (рис. 16, *б*) *.

6. Процесс изменения апериодической составляющей

Выше нами был рассмотрен процесс изменения периодической составляющей тока или ее огибающей.

На рис. 17, *а* представлен процесс изменения во времени периодической составляющей тока до и после внезапного изменения нагрузки машины. Из рисунка видно, что периодические токи по амплитуде и фазе до момента $t=0$ и после него различны, причем мгновенные значения токов при $t=0$ отличаются на величину g. Машина, а также сеть, параллельно с которой машина работает, обладают определенными индуктивностями. Эти индуктивности обусловливают появление апериодической составляющей. Ее значение в момент $t=0$ равно и противоположно по знаку величине g. В результате процесс изменения тока в фазе обмотки происходит так, как показано на рис. 17, *б*; из рисунка следует, что при $t=0$ кривая тока не имеет разрыва. В связи с наличием в цепи активного сопротивления апериодическая составляющая затухает по экспоненциальному закону.

При обычных изменениях нагрузки эквивалентное сопротивление, характеризующее нагрузку, также влияет на затухание апериодической составляющей. Если это изменение невелико, то она затухает столь быстро, что в результате имеет место лишь искажение первой полуволны результирующего тока (рис. 17, *в*). Однако при коротких замыканиях, особенно на зажимах машины, процесс изменения тока имеет иной характер (рис. 17, *г*). В таких режимах активное сопротивление цепи мало по сравнению с индуктивным, поэтому апериодическая составляющая

---

* Следует учитывать приближенный характер изложенного метода, а следовательно и результатов вычислений. (*Прим. редактора перевода.*)

не затухает в течение достаточно длительного промежутка времени, причем в неблагоприятных случаях несколько полупериодов результирующий ток фазы обмотки не проходит через нуль. Апериодическая составляющая тока определяется в основном мгновенным значением периодической составляющей тока короткого замыкания при $t=0$, т. е. сверхпереходной составляющей тока.

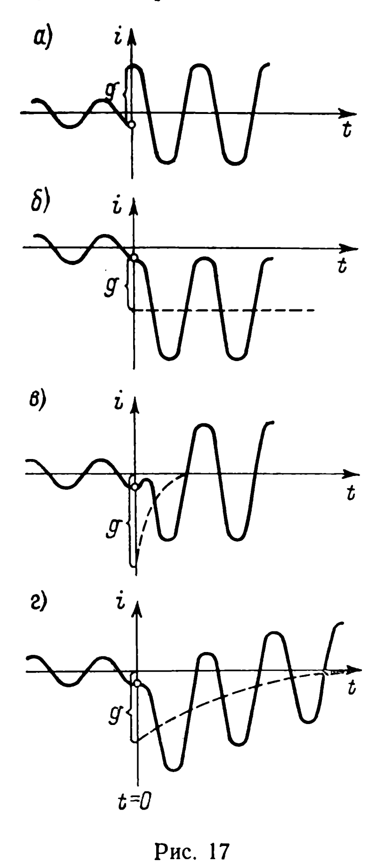


Рис. 17

Рассмотрим сначала расчет апериодической составляющей в первый момент после внезапного короткого замыкания (т. е. при $t=0$). Затем мы перейдем к расчету постоянных времени затухания. Наиболее просто апериодическую составляющую можно определить из векторной диаграммы (рис. 18, *а*). Вектор $\underline{i}_0$ соответствует току исходного режима, который имел место до внезапного короткого замыкания, а вектор $\underline{i}''$ — периодической составляющей тока короткого замыкания. Для того чтобы получить мгновенные значения этих токов, необходимо спроецировать векторы $\underline{i}_0$ и $\underline{i}''$ на ось времени, вращающуюся по часовой стрелке с частотой ω.

Фаза тока i_0 определяется углом ξ, а тока i'' — углом $\xi+\alpha$. Эти углы нетрудно получить из векторной диаграммы, если установить ось времени (рис. 18, *а*) в положение, соответствующее моменту внезапного короткого замыкания ($t=0$). Апериодическая составляющая g также достаточно просто определяется из векторной диаграммы. Она равна алгебраической разности проекций обоих векторов или же проекции разности g этих векторов:

$$g=i_0\cos\xi-i''\cos(\xi+\alpha). \tag{80}$$

На рис. 18, *б* представлен процесс изменения обоих токов во времени. Апериодическая составляющая равна нулю, если короткое замыкание происходит в момент, когда мгновенные значения обоих токов i_0 и i'' равны друг другу. На векторной диа-

грамме (рис. 18, *а*) этот момент соответствует такому положению оси времени, когда она перпендикулярна вектору $\underline{g}$.

Угол ξ для случая $g=0$ нетрудно определить из уравнения (80):

$$\operatorname{tg}\xi=\frac{i''\cos\alpha-i_0}{i''\sin\alpha}. \qquad (81)$$

Апериодическая составляющая имеет максимальное значение, если линия времени расположена на векторной диаграмме

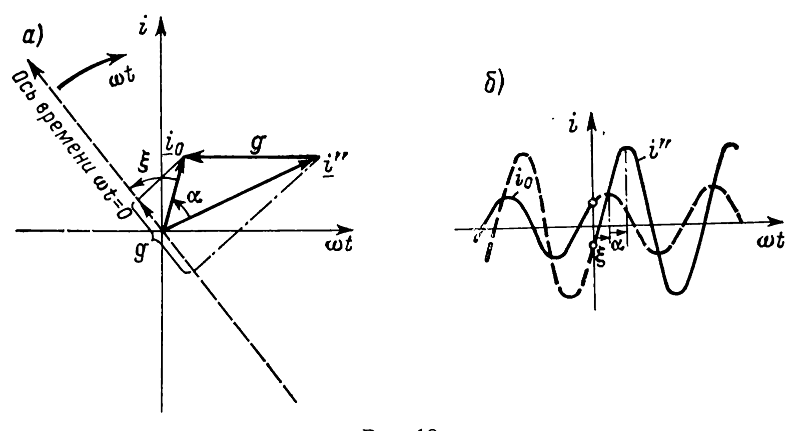


Рис. 18

параллельно вектору $\underline{g}$. Приравнивая нулю производную от g по ξ, получаем угол ξ, соответствующий максимальному вектору $\underline{g}$:

$$\operatorname{tg}\xi=\frac{i''\sin\alpha}{i_0-i''\cos\alpha}. \qquad (82)$$

Выражение для максимальной апериодической составляющей получаем, подставляя выражение (82) для ξ в уравнение (80):

$$g=\sqrt{(i_0-i''\cos\alpha)^2+i''\sin^2\alpha}. \qquad (83)$$

Этот же результат можно получить, если вычислить величину g из векторной диаграммы, используя теорему косинусов.

С помощью приведенных выше выражений и из векторной диаграммы нетрудно вычислить апериодическую составляющую, а также установить, в каких частных случаях она максимальна, а в каких равна нулю.

Отметим, что эти выражения справедливы для вычисления апериодической составляющей, возникающей не только

в режиме короткого замыкания, но и при любом внезапном изменении режима нагрузки. Для того чтобы вычислить эту составляющую, необходимо задать амплитуды токов до и после изменения нагрузки, а также разность фазовых углов (сдвиг фаз) между этими токами. Эта разность фазовых углов не равна просто разности углов нагрузки, так как угол нагрузки соответствует сдвигу фаз между током и напряжением, а при изменении нагрузки в общем случае фаза напряжения может измениться.

При расчетах апериодической составляющей тока, возникающей в режиме внезапного короткого замыкания, обычно пренебрегают тем током, который имел место до возникновения этого режима, даже если машина работала под нагрузкой. Это объясняется тем, что ток нагрузки обычно значительно меньше тока короткого замыкания.

Подставим в уравнение (80) угол $\alpha=0$; тогда угол ξ является одновременно фазой тока короткого замыкания. Если задать ток $i=0$, то получим простое соотношение

$$g=-i''\cos\xi. \qquad (84)$$

Следовательно, апериодическая составляющая максимальна, если периодическая составляющая тока короткого замыкания в момент $t=0$ достигает максимального значения ($\xi=0$); она равна нулю, если короткое замыкание возникает в такой момент $t=0$, когда периодическая составляющая проходит через нуль. Отметим, что индуктивное сопротивление цепи, замкнутой накоротко, как правило, значительно больше ее активного сопротивления. Поэтому напряжение сдвинуто относительно тока на 90°, т. е. максимальному мгновенному значению тока соответствует нулевое мгновенное значение напряжения. Следовательно, апериодическая составляющая максимальна, если короткое замыкание возникает в такой момент $t=0$, когда напряжение проходит через нуль. Если же в момент $t=0$ напряжение достигает максимального значения, эта составляющая равна нулю. Режимы короткого замыкания в сети имеют тенденцию возникать, естественно, когда напряжение достигает максимума. Поэтому случаи, когда при коротких замыканиях апериодическая составляющая значительна, относительно редки.

В условиях испытательного стенда, однако, стремятся к тому, чтобы получить при испытаниях режим с максимальной нагрузкой по току. Для этого испытания проводят в режиме короткого замыкания и выбирают при этом соответствующие моменты времени. Если, например, при испытании в режиме трехфазного короткого замыкания выключатель замыкает зажимы всех трех фаз одновременно, то всегда, по крайней мере в обмотках двух фаз, возникает апериодическая составляющая

тока. Если же короткое замыкание происходит в такой момент, когда напряжение какой-либо фазы достигает максимального значения, то апериодическая составляющая в обмотке этой фазы равна нулю, а в двух остальных фазах она в $\sqrt{3}/2$ раз больше амплитуды периодической составляющей. Если в момент $t=0$ напряжение какой-либо фазы проходит через нуль, то

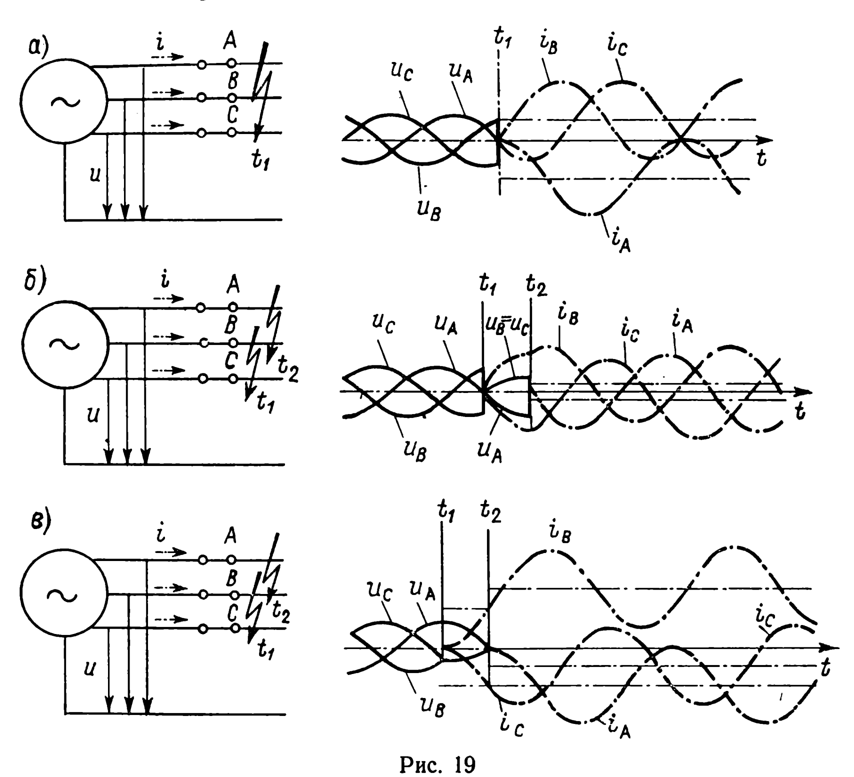


Рис. 19

апериодическая составляющая в этот момент равна амплитуде периодической, а в двух остальных фазах она вдвое меньше (рис. 19, *а*).

Если же выключатель замыкает зажимы всех трех фаз неодновременно, то тогда апериодические составляющие тока в фазах обмотки могут быть либо больше, либо меньше соответствующих значений, которые имеют место при одновременном замыкании фаз. Это зависит от момента времени, в который происходит замыкание. На рис. 19, *б* и *в* представлено изменение токов в фазах обмотки для двух таких случаев. В действительности из-за затухания апериодической и периодической

составляющих, которое на этих рисунках не учитывается, процесс имеет несколько иной характер.

Рассмотрим расчет изменения во времени апериодической составляющей. Выше было показано, что переменным токам, имеющим частоту сети, при преобразовании к вращающейся системе осей (ротора) соответствуют токи нулевой частоты, т. е. постоянные токи. Однако апериодической составляющей тока при таком преобразовании соответствует затухающий переменный ток, имеющий частоту сети, так как намагничивающая сила, соответствующая этому току, неподвижна в пространстве относительно статора, а ротор вращается относительно нее со скоростью, определяемой частотой сети. Таким образом, как ни удивительно, на первый взгляд, изменение апериодической составляющей является одним из быстро изменяющихся процессов, которые относятся к сверхпереходному процессу машины.

Из уравнений (90)—(93) главы 6 имеем

$$u''_d = e''_d + x''_q i''_q; \tag{85}$$

$$u''_q = e''_q - x''_d i''_d. \tag{86}$$

Используя уравнения (1) и (2) главы 6, которые справедливы также и для сверхпереходного процесса, получаем

$$-(\varphi_{hq} - i_q x_{1\sigma}) = e''_d + x''_q i''_q; \tag{87}$$

$$\varphi_{hd} - i_d x_{1\sigma} = e''_q - x''_d i_d. \tag{88}$$

При расчете неустановившихся режимов изменения тока с помощью уравнений (71а)—(71л) из главы 5 (с учетом введенных в главе 6 упрощений) мы до сих пор не получали апериодической составляющей тока. Это объясняется тем, что в уравнениях (71а) и (71б) главы 5 мы пренебрегли активным сопротивлением обмотки статора, а также членами, содержащими производную по времени. Если не вводить этих упрощений, то для процессов при коротком замыкании ($u_0 = 0$) из уравнений (71а), (71б) главы 5 и (87), (88) имеем

$$u''_d = -i''_d r_1 + \frac{d}{d\omega_N t}\left(e''_q - x''_d i''_d\right) + n_r\left(e''_d + x''_q i''_q\right) = 0; \tag{89}$$

$$u''_q = -i''_q r_1 - \frac{d}{d\omega_N t}\left(e''_d + x''_q i''_d\right) + n_r\left(e''_q - x''_d i''_d\right) = 0. \tag{90}$$

Учитывая, что в сверхпереходном режиме составляющие e''_q, e''_d остаются постоянными, после несложных преобразований эти уравнения приводим к виду

$$i''_d r_1 + x''_d \frac{di''_d}{d\omega_N t} - n_r x''_q i''_q = n_r e''_d ; \tag{91}$$

$$i''_q r_1 + x''_d \frac{di''_q}{d\omega_N t} + n_r x''_d i''_d = n_r e''_q . \tag{92}$$

Решением однородных уравнений системы (91), (92) является экспоненциальная функция, которой соответствует апериодическая составляющая тока. Частному решению неоднородных дифференциальных уравнений (91) и (92) соответствует сверхпереходная составляющая тока (периодическая); она была рассмотрена нами в главе 6.

Рассмотрим подробнее решение системы однородных уравнений. Исключая одно из неизвестных, например i''_q, получаем однородное уравнение второго порядка

$$\frac{d^2 i''_d}{dt} + \omega_N r_1 \frac{x''_d + x''_q}{x''_d x''_q} \cdot \frac{di''_d}{dt} + \omega_N^2 \left(n_r^2 + \frac{r_1^2}{x''_d x''_q} \right) i''_d = 0. \tag{93}$$

Его решение имеет вид

$$i''_d = e^{-t/T_g} A_d \cos(\omega' t + \varepsilon_d), \tag{94}$$

где

$$T_g = \frac{2x''_d x''_q}{\omega_N r_1 (x''_d + x''_q)}, \tag{95}$$

а

$$\omega' = \omega_N \sqrt{n_r^2 - \left[\frac{r_1 (x''_d - x''_q)}{2x''_d x''_q} \right]^2} . \tag{96}$$

Соответственно для составляющей i''_q аналогично получаем:

$$i''_q = e^{-t/T_g} A_q \cos(\omega' t + \varepsilon_q). \tag{97}$$

Из уравнений (94) и (97) следует, что токи i''_d и i''_q периодические; они затухают по экспоненциальному закону. Постоянная времени затухания T_g определяется реактивным сопро-

тивлением $x''_э$ и активным сопротивлением обмотки статора r_1, причем сопротивление

$$x''_э = \frac{x''_d x''_q}{x''_d + x''_q}$$

— эквивалентное сопротивление, полученное при параллельном соединении сопротивлений x''_d и x''_q. Если же между зажимами машины и точкой короткого замыкания включено сопротивление $r_v + jx_v$, в этом случае постоянная времени может быть получена из (95) в виде

$$T_{gL} = \frac{2\left(x''_d + x_v\right)\left(x''_q + x_v\right)}{\omega_N\left(r_1 + r_v\right)\left(x''_d + x''_q + 2x_v\right)}. \tag{98}$$

Когда реактивные сопротивления x''_d и x''_q принимаются равными (приближенно это справедливо для турбогенераторов и явнополюсных машин с полной демпферной обмоткой), то из уравнения (96) следует, что круговая частота ω' равна рабочей частоте вращения $n_r\omega_N$.

В этом случае амплитуды A_d и A_q также равны, а разность углов $\varepsilon_d - \varepsilon_q = 90°$. Соответствующая составляющая тока в обмотке статора, получаемая с помощью обратного преобразования (глава 2, табл. 1), является апериодической, она затухает по экспоненциальному закону с постоянной времени T_g.

Если же реактивные сопротивления x''_d и x''_q не равны друг другу ($x''_d \neq x''_q$), то при обратном преобразовании помимо апериодической имеет место периодическая составляющая тока статора, частота которой вдвое больше частоты сети. На осциллограмме эта дополнительная периодическая составляющая воспринимается как некоторое искажение уже рассмотренной нами периодической составляющей, имеющей частоту сети. Апериодическая же составляющая при $x''_d \neq x''_q$ имеет весьма малую частоту, равную $n_r\omega_N - \omega'$; так как затухание происходит очень быстро, то практически заметить его удается не всегда. В кривой тока обмотки возбуждения возникают периодические составляющие, соответствующие апериодической составляющей токов обмотки статора. Они имеют частоту ω' и накладываются на токи, уже рассмотренные нами ранее [см. уравнения (74)—(76) из главы 6].

В § 2 мы рассмотрели в качестве предельного случая расчет режима короткого замыкания машины, которая в исходном режиме (до момента короткого замыкания) работала от сети с емкостной нагрузкой, причем угол нагрузки составлял 90°. В этом случае значительная периодическая составляющая тока, возникающая в первые моменты неустановившегося режима,

затухает достаточно быстро до весьма малой величины; в то же время апериодическая составляющая может продолжать существовать несколько дольше. Апериодическая составляющая в приведенном примере может быть также исключительно большой, так как емкостный ток исходного режима сменяется почти противоположным по фазе индуктивным током короткого замыкания.

Запишем выражения для векторов тока в комплексной форме, используя числовые данные из § 2:

для исходного установившегося режима

$$\underline{i}_0 = i_{0d} + j i_{0q} = 0{,}1 + j1{,}43;$$

для сверхпереходного процесса

$$\underline{i}'' = i''_d + j i''_q = 0{,}1 - j3{,}57.$$

Разность векторов i_0 и i'' будет

$$\underline{g} = \underline{i}_0 - \underline{i}'' = j\,(1{,}43 + 3{,}57) = j5.$$

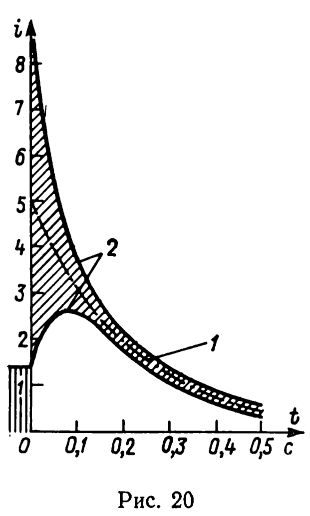


Рис. 20

В первый момент короткого замыкания апериодическая составляющая, следовательно, может быть равна модулю этой разности, т. е. пятикратному значению номинального тока. Зададим активное сопротивление обмотки статора равным (в относительных единицах) $r_1 = 0{,}003$, что обычно имеет место в машинах большой мощности.

Используя данные машины, приведенные на стр. 192, из уравнения (95) получаем постоянную времени затухания апериодической составляющей

$$T_g = \frac{2 \cdot 0{,}2 \cdot 0{,}2}{314 \cdot 0{,}003\,(0{,}2 + 0{,}2)} = 0{,}21 \text{ с}.$$

Полученные значения апериодической составляющей в первый момент короткого замыкания (g) и постоянной времени T_g позволяют рассчитать весь процесс затухания апериодической составляющей. Он представлен на рис. 20 штрих-пунктирной линией *1*. Сверху и снизу нанесем огибающие *2* периодической составляющей тока короткого замыкания i (в соответствии с рис. 5). Из рис. 20 следует, что в данном примере результирующий ток в фазе обмотки в течение достаточно длительного времени определяется практически одной лишь апериодической составляющей.

7. Влияние реактивных сопротивлений сети и реакторов

В настоящей и предыдущей главах отмечалось, что реактивные сопротивления машины в сверхпереходном и переходном режимах ее работы значительно меньше, чем в установившемся. Если короткое замыкание имеет место в сети на некотором удалении от зажимов, то реактивное сопротивление машины и участка сети между зажимами машины и точкой короткого замыкания складываются. Поэтому даже небольшое сопротивление участка сети уменьшает токи внезапного короткого замыкания, что было нами установлено в главе 6 при выводе выражения для постоянных времени с учетом нагрузки.

В режиме установившегося короткого замыкания, однако, влияние этого сопротивления менее заметно, так как ток в этом режиме в значительной мере определяется синхронным реактивным сопротивлением.

Процесс изменения токов короткого замыкания во времени существенно различен в зависимости от того, где имеет место короткое замыкание: на зажимах машины или в сети на значительном удалении от зажимов.

При коротком замыкании в сети в непосредственной близости к зажимам генератора амплитуды периодических составляющих токов весьма велики: в начальные моменты они составляют 1000—1500% амплитуды установившегося тока; однако эти токи затухают достаточно быстро. При увеличении реактивного сопротивления нагрузки, т. е. удалении точки короткого замыкания от зажимов, и тех же параметрах машины периодические составляющие токов в начальные моменты короткого замыкания, как указывалось, снижаются, причем время их затухания возрастает, поэтому огибающая периодических составляющих при увеличении реактивного сопротивления нагрузки более пологая. Если машина работает в системе, то ток при коротком замыкании в достаточно удаленной точке распределяется между генераторами более или менее равномерно. Ток короткого замыкания составляет при этом в зависимости от ряда причин лишь определенную долю номинального тока генератора, так что при изменении напряжения на зажимах оно легко может быть восстановлено регулятором напряжения генератора до номинального.

При коротком замыкании в достаточно удаленной точке системы отношение токов внезапного и установившегося короткого замыкания в высоковольтных сетях составляет 200—300%, а в некоторых сетях и того менее.

Приведенные значения относятся к периодическим составляющим тока короткого замыкания. Однако максимальное

мгновенное значение результирующего тока короткого замыкания может быть больше амплитуды периодической составляющей в 1,6—2 раза. Отметим, что усилия на обмотку электромагнитных устройств определяются результирующим током короткого замыкания.

Для ограничения токов короткого замыкания широко используются реакторы. На рис. 21 представлен реактор, обычно применяемый на подстанциях. Обмотка намотана в виде шайб (дисков), изолирована и подвергнута запеканию, так что при высоких значениях тока короткого замыкания она не должна деформироваться. Поверхность обмотки рассчитывается таким образом, что в номинальном режиме перегрев не превышает 80° С. Однако сечение меди обмотки выбирается в соответствии с длительностью тока короткого замыкания таким образом, чтобы в наиболее опасных режимах максимальная температура не превышала 270° С.

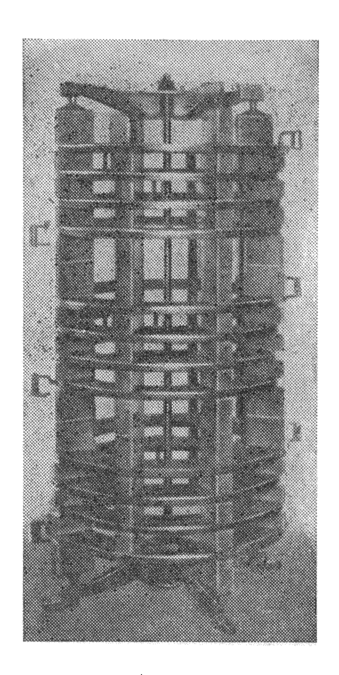


Рис. 21

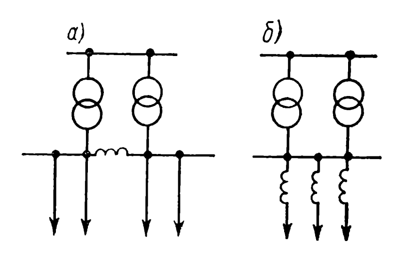


Рис. 22

Сердечник из активной стали не может быть использован в таких реакторах для повышения их индуктивности. Токи и соответствующие им намагничивающие силы весьма значительны, поэтому в момент достижения ими максимальных значений, т. е. при коротких замыканиях, имело бы место насыщение активной стали. Следовательно, уменьшение индуктивности происходило бы как раз в режимах, где она должна быть максимальной. Вместе с тем при работе в установившемся режиме с номинальным током насыщение стали сердечника было бы менее значительным и соответственно индуктивность была бы максимальна. Однако в этом режиме значительное падение напря-

жения в реактивном сопротивлении нежелательно. Поэтому реакторы выполняются всегда без сердечников.

В соответствии с их назначением различают реакторы для установки на сборных шинах (рис. 22, *а*) и на распределительных подстанциях (рис. 22, *б*). Первые из них служат в большинстве случаев для того, чтобы объединить две системы. При этом достигается выравнивание нагрузки; кроме того, если в какой-либо системе имеется короткое замыкание, то его мощность при такой схеме ограничена, так что все электротехнические устройства при такой схеме не должны рассчитываться исходя из суммы мощностей короткого замыкания обеих систем. Влияние коротких замыканий в одной системе на другую при этой схеме ослаблено.

Реакторы распределительных устройств служат главным образом для того, чтобы влияние внезапного короткого замыкания, возникающего на общих шинах, ограничить для потребителей. Это особенно важно там, где мощность потребителей сама по себе мала. В этом случае экономически более целесообразно использовать реакторы, а не увеличивать расчетную мощность установок у потребителей.

Снижается также влияние коротких замыканий, возникающих у потребителя, на сборные шины.

Реакторы предназначены для ограничения токов короткого замыкания, однако при работе системы в номинальном режиме падение напряжения в его сопротивлении должно быть минимальным. Его параметры выбираются с учетом этих требований. Обозначим через X_S эквивалентное реактивное сопротивление, включенное до сборных шин или до реакторов. Оно складывается из последовательно и параллельно включенных реактивных сопротивлений всех участков сети и генераторов. Мощность короткого замыкания до реактора равна

$$P_s = U_N^2 / X_S. \qquad (93a)$$

При коротких замыканиях на стороне потребителя, подключенного к реактору, следует учитывать также реактивное сопротивление реактора; в этом случае мощность короткого замыкания

$$P_{sa} = \frac{U_N^2}{X_S + X_D} = \frac{1}{1 / P_S + X_D / U_N^2}. \qquad (94a)$$

Отсюда сопротивление реактора

$$X_D = U_N^2 \left(\frac{1}{P_{sa}} - \frac{1}{P_s} \right). \qquad (95a)$$

Обычно принято выбирать реакторы по мощности P_N, которая соответствует номинальному режиму, а при вычислении их реактивного сопротивления в относительных единицах эту мощность принимают за базовую. Сопротивление реактора в относительных единицах

$$x_D = X_D \frac{U_N^2}{P_N}. \qquad (96a)$$

Расчетное выражение для реактивного сопротивления получаем в виде

$$x_D = p_N \left(\frac{1}{P_{sa}} - \frac{1}{P_s} \right). \qquad (97a)$$

Это сопротивление дает одновременно и падение напряжения, соответствующее номинальному току. Однако при эксплуатации наибольший интерес представляет лишь составляющая падения напряжения вдоль линии, которая обусловлена в основном реактивным током $I \sin \varphi$. Для падения напряжения вдоль линии (на стороне потребителя), отнесенного к напряжению сборных шин, получаем

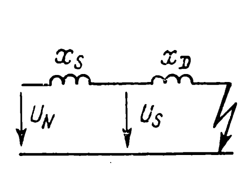


Рис. 23

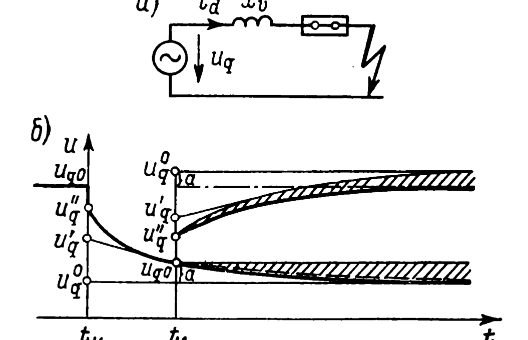


Рис. 24

$$\Delta U = x \frac{I}{I_N} \sin \varphi. \qquad (98a)$$

Например, для реактора с сопротивлением $x_D = 5\%$ падение напряжения при номинальном токе и $\cos \varphi = 0{,}8$ составляет примерно 3%.

При трехфазном коротком замыкании на стороне потребителя напряжение в точке короткого замыкания равно нулю; в то же время при коротком замыкании в удаленной точке напряжение U_S в сети до реактора (рис. 23) в соответствии с уравнениями (93а) и (95а) вычисляется из соотношения

$$U_S = U_N \frac{X_D}{X_S + X_D} = U_N \left(1 - \frac{P_{sa}}{P_s} \right). \qquad (99)$$

Например, при коротком замыкании в сети после реактора, который уменьшает мощность короткого замыкания вдвое, напряжение перед реактором снижается соответственно только наполовину. При коротком замыкании в системе указанную роль реакторов выполняют также и участки сети между генератором и точкой короткого замыкания, обладающие определенным реактивным сопротивлением.

В то время как при коротком замыкании на зажимах генераторное напряжение становится равным нулю, при наличии дополнительного реактивного сопротивления x_v (рис. 24, *а*) процесс изменения напряжения на зажимах более сложен. Рассмотрим этот процесс. Будем исходить из того, что до момента короткого замыкания машина работала в режиме холостого хода. Из результатов, полученных в § 1, следует, что при заданных начальных условиях мы должны учитывать составляющую тока лишь по продольной оси, а напряжения — по поперечной.

Предположим, что до момента короткого замыкания генератор был возбужден до номинального напряжения. Тогда начальные условия имеют вид: $i_{0d}=0$; $u_{0q}=u_N$.

Для режима короткого замыкания справедливо соотношение

$$u_q = i_d x_v. \qquad (100)$$

Подставим эти выражения в уравнение (108) из главы 6. В результате получим

$$u_q = u_N \frac{x_v}{x_d(t) + x_v}. \qquad (101)$$

Отметим, что по своей структуре это уравнение аналогично уравнению (99), однако вместо X_S оно содержит реактивное сопротивление $x_d(t)$, изменяющееся во времени.

При численных расчетах процесса вместо $x_d(t)$ необходимо подставлять последовательно значения реактивного сопротивления x''_d, а затем x'_d и x_d. Соответственно в результате мы получим значения составляющей напряжения u''_q, u'_q и u^0_q (рис. 24, *б*). Приращение $u'_q - u^0_q$ затухает по экспоненциальному закону с переходной постоянной времени T'_{dL}; она вычисляется с учетом x_v из выражения (64) главы 6. Аналогично приращение $u''_q - u'_q$ затухает по экспоненциальному закону с постоянной времени T''_{dL}, которая вычисляется из выражения (101) той же главы. В результате получаем кривую изменения напряжения (рис. 24, *б*).

Время срабатывания селективной защиты при отключении коротких замыканий в сети составляет 100—300 мс; в течение этого отрезка времени в контурах ротора машины еще имеют место неустановившиеся режимы. Следовательно, неустановив-

шиеся режимы, возникающие при внезапном коротком замыкании и при отключении защитой, налагаются друг на друга. Предположим, например, что в момент t_A срабатывает выключатель B (рис. 24, *а*), разрывающий цепь. Вычислим сначала токи, возникающие при отключении машины.

Начальное значение напряжения нетрудно получить из рис. 24, *б*; оно обозначено u_{0q}. Тогда начальное значение тока можно вычислить из уравнения (100):

$$i_{0d} = u_{0q}/x_v. \tag{102}$$

После отключения ток $i_d = 0$. Подставим эти выражения в уравнение (108) из главы 6. В результате получим

$$u_q = u_{0q}\left[\frac{x_d(i)}{x_v} - 1\right]. \tag{103}$$

Аналогично предыдущему, при численных расчетах вместо $x_d(t)$ необходимо подставлять последовательно значения реактивных сопротивлений x''_d, x'_d и x_d. Соответственно мы получим новые значения составляющей напряжения u''_q, u'_q и u^0_q; они нанесены на рис. 24, *б* для момента $t = t_A$. Переходную и сверхпереходную постоянные времени для контуров по продольной оси машины, отключенной от сети, т. е. при $x_v = \infty$, нетрудно получить из уравнений (64) и (101) гл. 6:

$$T'_{dL} = T'_d \frac{x_d}{x'_d} = T_{d0}; \tag{104}$$

$$T''_{dL} = T''_d \frac{x'_d}{x''_d} = T''_{d0}. \tag{105}$$

Из последних выражений следует, что эти постоянные времени значительно больше, чем постоянные, соответствующие процессу изменения напряжения при внезапном коротком замыкании. Следовательно, восстановление напряжения после отключения короткого замыкания происходит медленнее, чем его снижение в начальные моменты внезапного короткого замыкания.

Теперь мы можем с помощью постоянных времени и трех значений напряжения, определенных для трех режимов, начать расчет изменения напряжения тем же путем, что и для случая внезапного короткого замыкания, а затем сложить полученные приращения напряжения, каждое из которых вычисляется как разность текущего значения и установившегося u^0_q и затухает с соответствующей постоянной времени, определенной нами

выше. Таким способом мы можем определить процесс изменения напряжения при отключении. Однако следует обратить внимание на то, что к моменту t_A, когда происходит отключение, переходная составляющая еще неполностью затухла и продолжает затухать (рис. 24, *б*). Но так как режим машины изменился в связи с ее отключением, то процесс затухания больше не характеризуется переходной постоянной времени, вычисленной для режима короткого замыкания. В этом новом режиме процесс затухания происходит по экспоненциальному закону с большей переходной постоянной времени, которая должна быть вычислена для режима холостого хода. На рис. 24, *б* процесс изменения напряжения представлен штриховой линией. Разность нового значения напряжения, соответствующего большей постоянной времени, и значения напряжения u_{0q}, которое определено для момента времени t_A, на рис. 24, *б* заштрихована. Эту разность мы должны еще вычесть из кривой изменения напряжения, соответствующей режиму отключения машины. В результате получим действительную кривую изменения напряжения, выделенную на рис. 24, *б* жирной линией.

Если при коротком замыкании отключение машины произошло достаточно быстро, так что сверхпереходная составляющая тока еще не затухла, то для расчета дальнейшего процесса изменения этой составляющей необходимо учесть измененную постоянную времени. Метод определения кривой напряжения (рис. 24, *б*) можно несколько упростить, если сразу вычислить разность $u^0{}_q - a$ для момента времени t_A и начертить экспоненциальную кривую перехода от составляющей u'_q до величины $u^0{}_q - a$.

8. Влияние активного сопротивления

В главе 6 при выводе расчетных выражений для переходной постоянной времени мы уже исследовали влияние активного сопротивления нагрузки. Мы установили, что при наличии активного сопротивления переходная постоянная времени возрастает.

Рассмотрим теперь в целом процесс изменения тока короткого замыкания с учетом активного сопротивления нагрузки. Для схемы замещения (рис. 25, *а*) в случае короткого замыкания запишем соотношение между векторами тока и напряжения

$$\underline{u} = j\underline{i}x_v + \underline{i}r_v. \qquad (106)$$

Используя упрощенное преобразование Парка, из этого уравнения получаем

$$u_q = i_d x_v + i_q r_v; \qquad (107)$$

$$u_d = -i_q x_v + i_d r_v. \qquad (108)$$

Предположим, что машина до момента короткого замыкания работала в режиме холостого хода; напряжение обмотки статора в этом режиме обозначим u_0. Тогда начальные условия записываются в виде

$$i_{0q} = i_{0d} = 0; \qquad u_{0q} = u_0; \qquad u_{0d} = 0.$$

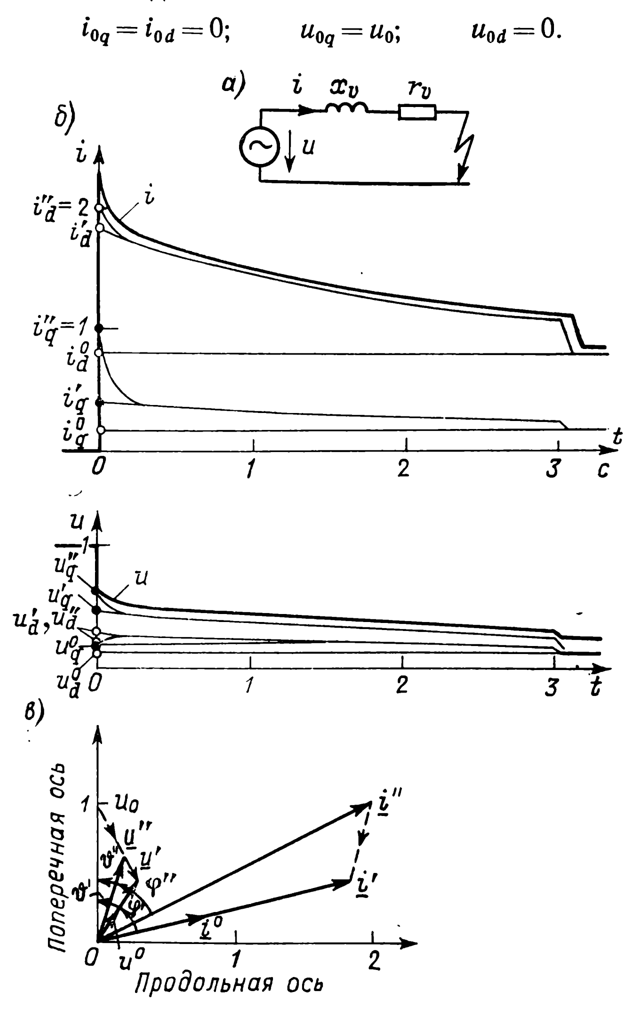


Рис. 25

Используем теперь уравнения (107) и (108) из главы 6. Если подставить в них полученные выражения для составляющих u_q и u_d, то с учетом начальных условий получим

$$i_q [x_d(t) + x_v] = i_d r_v; \qquad (109)$$

$$i_d [x_d(t) + x_v] = i_d r_v + u_0. \qquad (110)$$

Нами уже были получены расчетные уравнения для режима короткого замыкания, которому предшествовал холостой ход, причем активное сопротивление нагрузки отсутствовало. В отличие от уравнений этого режима в данном случае имеется дополнительное уравнение (109). В него входят величины, характеризующие процессы по поперечной оси. Из уравнений (109) и (110) получаем обе составляющие тока:

$$i_q = \frac{u_0 r_v}{\left[x_q(t) + x_v\right]\left[x_d(t) + x_v\right] + r_v^2}; \tag{111}$$

$$i_d = \frac{u_0\left[x_q(t) + x_v\right]}{\left[x_q(t) + x_v\right]\left[x_d(t) + x_v\right] + r_v^2}. \tag{112}$$

Для составляющих напряжения с помощью уравнений (107) и (108) получаем

$$u_d = u_0 \frac{x_v\left[x_q(t) + x_v\right] + r_v^2}{\left[x_q(t) + x_v\right]\left[x_d(t) + x_v\right] + r_v^2}; \tag{113}$$

$$u_d = u_0 \frac{r_v\left[x_q(t) + x_v\right] - r_v x_v}{\left[x_q(t) + x_v\right]\left[x_d(t) + x_v\right] + r_v^2}. \tag{114}$$

Решение этих уравнений, как и решение уравнения (103), можно иллюстрировать графически. При этом следует исходить из того, что сверхпереходные постоянные времени по продольной и поперечной осям равны либо их можно, по крайней мере приближенно, принять равными или же считать, что при расчете неустановившегося режима можно в качестве реактивного сопротивления по поперечной оси использовать только синхронное сопротивление x_q, предполагая, что в эквивалентных контурах по этой оси неустановившегося режима нет. Отметим, что для более точного расчета процесса нам потребовалось бы решить систему дифференциальных уравнений (71а)—(71ж) из главы 5.

Для численного расчета примем следующие значения дополнительного сопротивления (в относительных единицах):

$$x_v = 0{,}2; \quad r_v = 0{,}2.$$

Параметры машины таковы:

$$x_d = 1; \quad x_d' = 0{,}3; \quad x_d'' = 0{,}2; \quad x_{1\sigma} = 0{,}15;$$

$$x_q = 0{,}7; \quad x_q'' = 0{,}2; \quad T_d' = 1{,}5 \text{ с}; \quad T_q'' = T_d'' = 0{,}05 \text{ с}.$$

Из уравнений (111)—(114) получаем для сверхпереходного процесса

$$i''_d = 2; \ i''_q = 1; \ u''_d = 0{,}2; \ u''_q = 0{,}6;$$

для переходного процесса

$$i'_d = 1{,}84; \ i'_q = 0{,}41; \ u'_d = 0{,}285; \ u'_q = 0{,}45;$$

для установившегося режима

$$i^0_d = 0{,}8; \ i^0_q = 0{,}178; \ u^0_d = 0{,}125; \ u^0_q = 0{,}196.$$

Из уравнения (64) главы 6 вычисляем переходную постоянную времени с учетом нагрузки: $T'_{dL} = 2{,}18$ с, а из уравнений (101) и (102) главы 6 — сверхпереходную постоянную времени с учетом нагрузки $T''_{dL} = T''_{qL} = 0{,}07$ с.

Кривые изменения тока и напряжения представлены на рис. 25. На оси ординат отложены значения i''_d, i'_d, i^0_d, i''_q, i'_q, i^0_q, а также u''_d, u'_d, u^0_d, u''_q, u'_q, u^0_q. Используя эти значения, можно по уже изложенному методу вычислить процесс затухания приращений тока — в каждый момент времени раздельно для обеих составляющих — и затем эти приращения сложить. При практических расчетах целесообразно вычислять для каждого момента времени t сразу четыре приращения (два для тока и два для напряжения), так как значения экспоненциальной функции в этом случае требуется определять лишь один раз. Путем геометрического сложения составляющих, определенных для любого момента времени t, можно найти для этого момента результирующие значения тока и напряжения.

Следует отметить, что в начальный момент короткого замыкания сверхпереходная составляющая напряжения u''_d имеет малое значение, затем возрастает до переходной составляющей и лишь после этого затухает (рис. 25, *б*). Это объясняется тем, что в неустановившемся режиме при наличии активного сопротивления фазы тока и напряжения по отношению к продольной оси машины не остаются постоянными.

На рис. 25, *в* в качестве примера представлены векторы тока и напряжения, вычисленные для трех режимов: сверхпереходного, переходного и установившегося. Угол нагрузки ϑ в режиме холостого хода, который предшествовал короткому замыканию, был равен нулю; затем в начальный момент короткого замыкания в сверхпереходном режиме он возрастает до 18,5°, в переходном режиме составляет примерно 32,5°, а затем в процессе затухания тока остается постоянным. Сдвиг фазы между током и напряжением при $x_v = 0{,}2$ и $r_v = 0{,}2$ равен 45° и остается постоянным в течение всего процесса короткого замыкания.

Активному сопротивлению r_v соответствует определенная активная мощность. Эта мощность для трех указанных режимов равна

$$p'' = i''^2 r = 2{,}23^2 \cdot 0{,}2 \approx 1;$$

$$p' = i'^2 r = 1{,}87^2 \cdot 0{,}2 \approx 0{,}7;$$

$$p^0 = i^{02} r = 0{,}82^2 \cdot 0{,}2 \approx 0{,}13.$$

Она выражена в долях номинальной мощности машины P_N. Таким образом, в начальный момент короткого замыкания имеет место наброс активной мощности, соизмеримый с номинальной. Затем в течение примерно десятой доли секунды эта активная мощность снижается примерно до 70% номинальной, а затем более медленно — до 13%. В главах 8 и 9 будет показано, что при таких набросах нагрузки к ротору машины приложен дополнительный тормозной момент. Если машина, рассмотренная в примере, до возникновения короткого замыкания работала в режиме холостого хода и вращалась с синхронной скоростью, то при таком дополнительном набросе нагрузки частота вращения ротора уменьшилась бы, вследствие чего машина могла бы выйти из синхронизма.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ВНЕЗАПНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ НАГРУЗКИ

В главе 7 мы рассмотрели режим внезапного короткого замыкания, который является частным случаем внезапного включения машины под нагрузку; она в случае внезапного короткого замыкания является индуктивной. При аналитическом исследовании более общих случаев внезапного изменения нагрузки мы будем использовать методы, изложенные в главе 7. Однако для того, чтобы придать уравнениям синхронной машины более наглядный вид, мы дополнительно введем некоторые упрощения. При расчете токов при внезапном коротком замыкании в главе 7 основное внимание было уделено нами определению весьма значительного тока в сверхпереходном режиме, в том числе его апериодической составляющей. Вместе с тем в главе 7 мы в большинстве случаев предполагали, что до режима внезапного короткого замыкания машина работала в режиме холостого хода; при расчете токов внезапного короткого замыкания нагрузка машины до режима короткого замыкания весьма редко играет существенную роль.

Однако при внезапном изменении нагрузки наибольший интерес представляет вызванное им снижение напряжения, причем сверхпереходный процесс в большинстве случаев можно не рассматривать из-за его малой длительности. Можно также считать, что постоянная составляющая оказывает лишь искажающее воздействие на первую полуволну тока из-за сильного влияния активного сопротивления нагрузки в цепи машины. Однако в отличие от режима внезапного короткого замыкания в общем случае при внезапном изменении нагрузки характер процесса в значительной мере определяется предшествующим режимом, и этот режим должен учитываться.

Следует отметить, что современные агрегаты оснащаются быстродействующими регуляторами напряжения, которые воздействуют на возбуждение машины в большинстве случаев еще до окончания неустановившегося режима и доводят напряжение на зажимах до заданных значений путем изменения тока возбуждения.

1. Внезапное включение генератора на дополнительную активно-реактивную нагрузку

На рис. 1 схематически представлен генератор, работающий на активно-индуктивную нагрузку. Аналогично тому, как это было сделано в главе 6, активную нагрузку мы заменим эквивалентной проводимостью g_0, а индуктивную — эквивалентной проводимостью y_0. При замыкании рубильника P параллельно подключается дополнительная нагрузка. Она характеризуется эквивалентными проводимостями Δy, Δg.

Рассмотрим пример. Для схемы на рис. 1 зададим следующие значения проводимостей в относительных единицах:

$$y_0 = 0{,}3;\quad \Delta y = 0{,}2;\quad y = y_0 + \Delta y = 0{,}5;$$

$$g = 0{,}5;\quad \Delta g = 0{,}2;\quad g = g_0 + \Delta g = 0{,}7;$$

напряжение генератора до внезапного изменения нагрузки примем равным $u_0 = 1$; параметры генератора см. на стр. 192.

Из уравнений (24)—(27) главы 6 определяем составляющие напряжения и тока для режима до замыкания рубильника P:

$$u_{0d} = 0{,}277;\quad u_{0q} = 0{,}96;\quad i_{0d} = 0{,}427;\quad i_{0q} = 0{,}397.$$

Ток нагрузки

$$i_0 = \sqrt{i_{0d}^2 + i_{0q}^2} = \sqrt{0{,}427^2 + 0{,}397^2} = 0{,}583.$$

После подключения дополнительной нагрузки уравнения (107) и (108), полученные в главе 6 для расчета составляющих напряжения и тока, остаются для машины справедливыми. Кроме того, справедливы оба соотношения (15) между составляющими напряжения и тока из той же главы, причем в эти

уравнения вместо проводимости y, характеризующей реактивную нагрузку, следует подставить сумму $y_0+\Delta y$, а вместо g — сумму $g_0+\Delta g$. Из этих четырех уравнений вычислим неизвестные составляющие u_d, u_q, i_d, i_q:

$$u_d=\frac{[u_{0d}-i_{0q}x_q(t)[1+yx_d(t)]+[u_{0q}+i_{0d}x_d(t)]\,gx_q(t)}{[1+yx_q(t)][1+yx_d(t)]+g^2x_d(t)\,x_q(t)}; \qquad (1)$$

$$u_q=\frac{-[u_{0d}-i_{0q}x_q(t)]\,gx_d(t)+[u_{0q}+i_{0d}x_d(t)][1+yx_q(t)]}{[1+yx_q(t)][1+yx_d(t)]+g^2x_d(t)\,x_q(t)}; \qquad (2)$$

$$i_d=\frac{[u_{0d}-i_{0q}x_q(t)]\,g+[u_{0q}+i_{0d}x_d(t)][y+(y^2+g^2)\,x_q(t)]}{[1+yx_q(t)][1+yx_d(t)]+g^2x_d(t)\,x_q(t)}; \qquad (3)$$

$$i_q=\frac{-[u_{0d}-i_{0q}x_q(t)][y+(y^2+g^2)\,x_d(t)]+[u_{0q}+i_{0d}x_d(t)]\,g}{[1+yx_q(t)][1+yx_d(t)]+g^2x_d(t)\,x_q(t)}. \qquad (4)$$

Рассмотрим эти уравнения подробнее. В их правой части в числителе имеются выражения, одинаковые для всех четырех составляющих. Выражение, стоящее в знаменателе, для всех составляющих одно и то же. Поэтому в практических расчетах использование этих уравнений не представляет большой сложности.

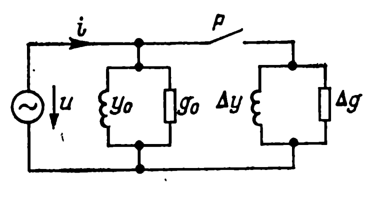


Рис. 1

Для переходного процесса и установившегося режима будем считать

$$x_q(t)=x_q. \qquad (5)$$

Тогда получим, что первые слагаемые в числителе выражений (1)—(4) равны нулю. В дальнейших выкладках мы пренебрежем сверхпереходным процессом из-за его малой длительности. Это предположение позволяет еще более упростить полученные результаты. Найдем отношение левых и, соответственно, правых частей уравнений (71к) и (71л) из главы 5:

$$u_d/u_q=\operatorname{tg}\vartheta. \qquad (6)$$

$$i_d/i_q=\operatorname{tg}(\vartheta+\varphi). \qquad (7)$$

Подставим в эти уравнения полученные выражения для составляющих u_d, u_q, i_d, i_q с учетом уравнения (5). В результате получим

$$\operatorname{tg}\vartheta=\frac{gx_q}{1+yx_q}; \qquad (8)$$

$$\operatorname{tg}(\vartheta+\varphi)=\frac{y+(y^2+g^2)\,x_q}{g}. \qquad (9)$$

В уравнения (8) и (9) входят величины, которые в течение всего неустановившегося процесса остаются постоянными. В частности, остаются постоянными углы ϑ и φ и, следовательно, отношение продольной составляющей тока к поперечной; то же справедливо и для отношения соответствующих составляющих напряжения. Поэтому при расчете изменения во времени тока и напряжения нам нет необходимости вычислять сначала для каждого момента времени значения обеих составляющих, а потом их суммировать. Достаточно сразу вычислить результирующие ток i и напряжение u для переходного процесса и установившегося режима, а также рассчитать постоянную времени. Выражения для расчета тока и напряжения нетрудно получить из уравнений (1)—(4) с учетом уравнения (5):

$$u = \frac{[u_{0q} + i_{0d} x_d(t)] \sqrt{g^2 x_q^2 + (1 + y x_q)^2}}{(1 + y x_q)[1 + y x_d(t)] + g^2 x_d(t) x_q}; \quad (10)$$

$$i = \frac{[u_{0q} + i_{0d} x_d(t)] \sqrt{g^2 + [y + (y^2 + g^2) x_q]^2}}{(1 + y x_q)[1 + y x_d(t)] + g^2 x_d(t) x_q}. \quad (11)$$

Рис. 2

В эти выражения при расчете тока и напряжения в переходном процессе следует подставлять реактивное сопротивление $x_d(t) = x'_d$, а в установившемся режиме x_d.

Рассмотрим пример. Для параметров генератора, приведенных на стр. 192, из выражений (10) и (11) получаем

$$u' = 0{,}944; \quad u^0 = 0{,}841; \quad i' = 0{,}812; \quad i^0 = 0{,}724; \quad \vartheta' = \vartheta^0 = 20^\circ.$$

В качестве начальных значений u_{0q}, i_{0d} и i_{0q} приняты величины, вычисленные в предыдущем примере. Ток и напряжение затухают по экспоненциальному закону с постоянной времени, которая может быть вычислена из уравнения, аналогичного уравнению (64) главы 6. При его выводе в качестве нагрузки предполагалось последовательное соединение сопротивлений r_v и x_v. Однако в рассматриваемом случае имеет место параллельное соединение двух проводимостей (рис. 2). Поэтому ниже мы еще раз сделаем вывод выражения для расчета этой постоянной времени с учетом схемы соединения проводимостей.

Для описания процессов в контурах по продольной и поперечной осям машины мы используем уравнения (58) и (10) из главы 6. Уравнения для составляющих тока и напряжения при параллельном соединении эквивалентных сопротивлений мы уже вывели в главе 6 [см. уравнения (15)] с помощью упрощенного преобразования Парка. Для того чтобы из уравнений

(1)—(4) исключить i_d и i_q, выразим эти составляющие тока в соответствии с уравнениями (15) главы 6:

$$i_d = u_q\left(y + \frac{x_q g^2}{1 + x_q y}\right); \tag{12}$$

$$i_q = u_q\frac{g}{1 + x_q y}. \tag{13}$$

Продифференцируем обе части уравнения (12) по времени:

$$\frac{di_d}{dt} = \frac{du_q}{dt}\left(y + \frac{x_q g^2}{1 + x_q y}\right). \tag{14}$$

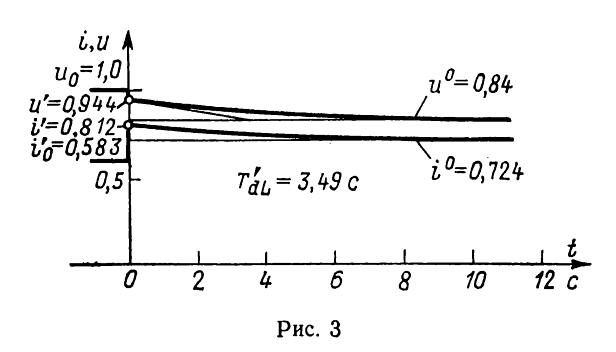


Рис. 3

Подставим полученные выражения в уравнения (58) и (10) из главы 6:

$$u_d = u_q\frac{x_q g}{1 + x_q y}; \tag{15}$$

$$u_q + \frac{du_q}{dt}T_d'\frac{x_d}{x_d'}\cdot\frac{(1 + x_q y)(1 + x_d' y) + x_d x_q g^2}{(1 + x_q y)(1 + x_d y) + x_d x_q g^2} =$$

$$= \frac{u_f(1 + x_q y)}{(1 + x_q y)(1 + x_d y) + x_d x_q g^2}. \tag{16}$$

Перейдем к вычислению постоянной времени затухания. Найдем решение однородного дифференциального уравнения, соответствующего уравнению первого порядка (16). Оно имеет вид

$$u_q = Ce^{-t/T}, \tag{17}$$

где постоянная времени затухания с учетом нагрузки

$$T_{dL}' = T_d'\frac{x_d}{x_d'}\cdot\frac{(1 + x_q y)(1 + x_d' y) + x_d x_q g^2}{(1 + x_q y)(1 + x_d y) + x_d x_q g^2}. \tag{18}$$

Хотя для вывода расчетного выражения постоянной времени затухания мы использовали уравнение для напряжения, а не для тока, полученное выражение (18) полностью соответствует выражению (64) из главы 6. В этом нетрудно убедиться, если выразить сопротивления r_v и x_v, соединенные последовательно, в виде эквивалентных проводимостей, соединенных параллельно, и подставить в уравнение (64), которое получено в главе 6. В результате мы придем к уравнению (18).

Для примера, рассмотренного выше, с учетом эквивалентной проводимости, соответствующей подключаемой нагрузке, из уравнения (18) получаем переходную постоянную времени $T'_{dL}=3{,}49$ с. Тем самым мы вычислили все данные, необходимые для того, чтобы рассчитать процесс изменения во времени тока и напряжения (рис. 3). Из рис. 3 следует, что в момент подключения нагрузки ($t=0$) напряжение скачком падает до значения $u'=0{,}944$, а затем затухает до $u^0=0{,}84$; ток скачком возрастает до значения $i'=0{,}812$ и затем затухает до $i^0=0{,}724$.

2. Внезапное отключение нагрузки

Выведенные выражения позволяют также рассчитать режим внезапного отключения нагрузки, так как он может быть рассмотрен как частный случай наброса нагрузки, но отрицательной по знаку.

Рассмотрим пример. Допустим, что режиму внезапного отключения нагрузки предшествует тот же установившийся режим, что и рассмотренный в § 1. Значения Δy и Δg примем те же, что и в § 1, но отрицательными по знаку. Тогда эквивалентные нагрузки будут

$$y_0=0{,}3; \qquad \Delta y=-0{,}2; \qquad y=y_0+\Delta y=0{,}1;$$

$$g_0=0{,}5; \qquad \Delta g=-0{,}2; \qquad g=g_0+\Delta g=0{,}3.$$

Параметры генератора указаны на стр. 192. Для тех же начальных значений составляющих напряжения u_{0d}, u_{0q} и тока i_{0d} и i_{0q}, что и в § 1, получаем напряжения и токи в переходном режиме $u'=1{,}052$; $i'=0{,}334$ и в установившемся режиме $u^0=$ $=1{,}214$; $i^0=0{,}384$.

Из уравнения (9) получаем $\operatorname{tg}\vartheta=0{,}196$; $\vartheta'=\vartheta\approx 11°$.

Переходную постоянную времени с учетом нагрузки вычисляем из уравнения (18): $T'_{dL}=4{,}52$ с.

Процесс изменения во времени тока и напряжения представлен на рис. 4.

Если набросы и сбросы нагрузки производятся в виде циклов с заданной периодичностью, причем неустановившийся режим, вызванный набросом нагрузки, не затухает вплоть до мо-

мента ее сброса, то оба неустановившихся процесса налагаются друг на друга. Этот вопрос рассмотрен в главе 7. При сбросе нагрузки угол ϑ обычно изменяется, поэтому при наложении

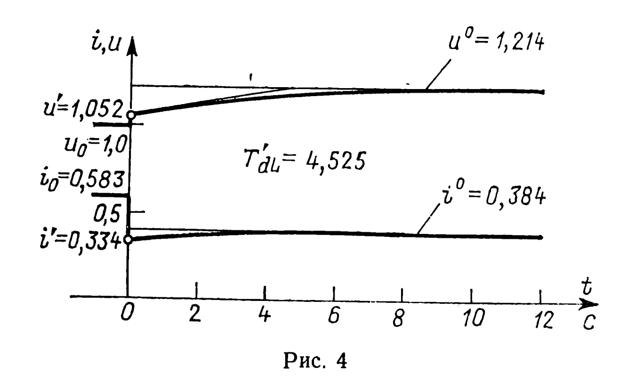


Рис. 4

нельзя исходить из результирующих величин; необходимо при строгом анализе сначала вычислить составляющие. Их сумма и будет результирующей величиной.

3. Емкостная нагрузка

Выше нами были рассмотрены процессы при внезапном отключении нагрузки синхронного генератора, которые приводят к повышению напряжения на зажимах (рис. 4).

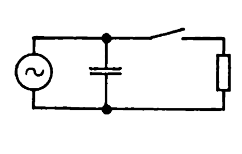


Рис. 5

Процессы при внезапной разгрузке генераторов, работающих на длинные линии, требуют специального рассмотрения, так как при внезапном отключении потребителей эквивалентная нагрузка генератора является обычно емкостной (рис. 5). Если емкость достаточно велика, то при определенных реактивных сопротивлениях машины и рабочей частоте возможен резонанс напряжений. Это может привести к значительному повышению напряжения. Возникающие при резонансе перенапряжения могут быть устранены с помощью регулятора напряжения, если ток возбуждения довести до нуля или даже изменить его направление на противоположное. Это явление резонанса также называют самовозбуждением машины.

Если до сброса нагрузки мощность генератора была номинальной или близкой к номинальной, то при сбросе нагрузки частота его вращения успевает кратковременно возрасти на 10—20%, прежде чем регулятор скорости турбины восстанавливает ее до прежней за счет уменьшения момента на валу.

При повышенной частоте явление самовозбуждения машины имеет место при меньшей емкости, чем при номинальной частоте. Поэтому при выводе расчетных выражений следует подставлять проводимости y и реактивные сопротивления машины, вычисленные для соответствующей частоты.

Рассмотрим пример. Пусть к генератору, работающему в режиме холостого хода, внезапно подключается емкостная нагрузка; ей соответствует проводимость y. Параметры генератора представлены на стр. 192. Активную нагрузку генератора примем равной нулю ($g=0$).

Рассчитаем процесс изменения напряжения. Так как $g=0$, то нам необходимо учесть процессы в контурах только по продольной оси.

Для исходного режима (холостого хода) имеем

$$i_{0d}=i_{0q}=0; \qquad u_{0d}=0; \qquad u_0=u_{0q}=1; \qquad u_{0f}=1.$$

Предположим, что ток возбуждения машины мы не регулируем, так что напряжение возбуждения после подключения емкостной нагрузки сохраняется постоянным. Определим сначала возрастание напряжения в переходном режиме. Для этого в уравнении (10) необходимо задать $x_d(t)=x'_d$. С учетом начальных условий получаем

$$u'_q=\frac{u_{0q}}{1+yx'_d}=\frac{1}{1+0{,}3y}. \tag{19}$$

Для установившегося режима необходимо задать $x_d(t)=$ $=x_d$. Тогда

$$u^0_q=\frac{u_{0q}}{1+yx_d}=\frac{1}{1+y}. \tag{20}$$

Процесс изменения во времени напряжения от u'_q до u^0_q определяется дифференциальным уравнением (16), которое мы представим в виде

$$u_q+\frac{du_q}{dt}T'_{dL}=u^0_q, \tag{21}$$

так как из второго уравнения (19) главы 6 для установившегося режима следует, что правая часть в уравнении (16) есть не что иное, как u^0_q. Общее решение однородного уравнения, соответствующего дифференциальному уравнению (21), имеет вид

$$u_{q1}=Ce^{\lambda t}, \tag{22}$$

где $\lambda=-1/T'_{dL}$, и соответственно

$$u_{q1}=Ce^{-t/T'_{dL}}, \tag{23}$$

Частное решение уравнения (21):

$$u_{q2} = \mathrm{const} = u_q^0. \tag{24}$$

Общее решение дифференциального уравнения (21) получаем в виде

$$u_q = u_{q1} + u_{q2} = u_q^0 + Ce^{-t/T'_{dL}}. \tag{25}$$

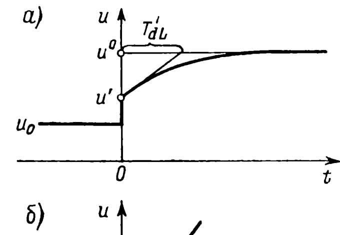
Постоянная C определяется из начального условия: при $t=0$ имеем $u_q = u'_q$. Следовательно,

$$u'_q = u_q^0 + C; \qquad C = -\left(u_q^0 - u'_q\right) \tag{26}$$

и соответственно после подстановки в (25)

$$u_q = u_q^0 - \left(u_q^0 - u'_q\right) e^{-t/T'_{dL}}. \tag{27}$$

Для постоянной времени T'_{dL} при $g=0$ с учетом пара-



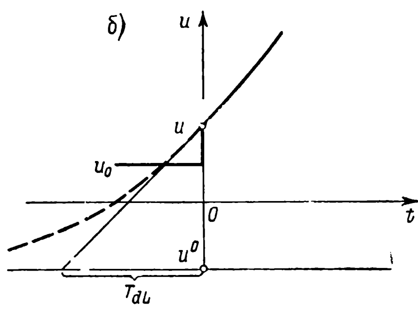


Рис. 6

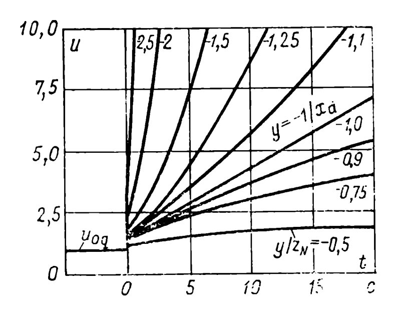


Рис. 7

метров генератора, представленных на стр. 192, получаем (в секундах)

$$T'_{dL} = T_d \frac{x_d}{x'_d} \cdot \frac{1 + x'_d y}{1 + x_d y} = 1{,}5 \frac{1}{0{,}3} \cdot \frac{1 + 0{,}3y}{1 + y}. \tag{28}$$

При емкостной нагрузке величина y отрицательна. Из уравнений (19), (20) и (28) следует, что при $y < -1/x_d$ как напряжение u^0_q, так и постоянная времени T'_{dL} имеют отрицательный знак. Поэтому процесс изменения во времени напряжения, описываемый уравнением (27), является нарастающим (рис. 6, *б*) в отличие от обычного процесса, представленного на рис. 6, *а*, который является затухающим.

С помощью уравнений (19), (20), (28), а также уравнения (27) нетрудно рассчитать ряд процессов изменения напряже-

ния при внезапном подключении емкостной нагрузки соответственно ряду значений $-y$. При $y > -1/x_d$ имеет место обычный затухающий процесс. При увеличении емкостной нагрузки ($y < -1/x_d$) постоянная времени возрастает, так что напряжение изменяется все более резко.

При резонансе ($y = -1/x_d$) как постоянная времени T'_{dL}, так и напряжение u^0 становятся равными бесконечности.

Определим для этого случая скорость нарастания напряжения. Подставим уравнения (20) и (28) в (27), найдем выражение для составляющей напряжения u_q и вычислим ее производную по времени. Если в выражение для производной подставить $y = -1/x_d$, то получим

$$\frac{du_q}{dt} = \text{const} = \frac{1}{\left(T'_d x_d / x'_d\right)\left(1 + x'_d y\right)}. \tag{29}$$

Таким образом, напряжение возрастает линейно.

Рассмотрим пример. Для параметров, приведенных на стр. 192, имеем

$$\frac{du_q}{dt} = \frac{1}{1{,}5 \cdot \frac{1}{0{,}3}(1 - 0{,}3 \cdot 1)} = 0{,}286 \text{ с}^{-1}. \tag{30}$$

Для еще больших значений емкостной нагрузки имеет место процесс нарастания напряжения по экспоненциальному закону, причем постоянная времени с увеличением емкости вновь уменьшается. Одновременно значительно возрастает скачок напряжения при переходном процессе u'_q; при $y = -1/x'_d$ он равен бесконечности.

На рис. 7 указаны значения напряжения в диапазоне, который на практике недопустим. Основное назначение регулятора напряжения — снижением напряжения возбуждения уменьшить такие повышения напряжения на зажимах машины. Прежде всего это зависит от быстродействия регулятора и его рабочего диапазона регулирования. Под этим последним понимают диапазон, в котором регулятор напряжения может изменять напряжение возбуждения. Естественно, наибольший практический интерес представляет нижняя граница этого рабочего диапазона; она должна быть достаточно мала. Лишь в этом случае напряжение u^0_q может быть при работе регулятора доведено до номинального. Необходимое для этого напряжение возбуждения может быть определено из второго уравнения системы (19) главы 6. Подставим в это уравнение $g = 0$.

В результате получим

$$i_f = u_f = u_q^0 (1 + x_d y) = 1 (1 + x_d y). \qquad (31)$$

Для $y=0$ необходимое напряжение u_f равно напряжению возбуждения при номинальном напряжении машины в режиме холостого хода и линейно уменьшается с ростом емкостной проводимости. При резонансе ($y = -1/x_d$) напряжение $u_f=0$. Для того чтобы получить номинальное значение напряжения u^0_q при еще больших значениях емкости, в формулу (31) следует подставлять отрицательные значения напряжения возбуждения.

Скорость регулирования является одним из параметров регулятора; она характеризует, насколько быстро регулятор — с учетом некоторого запаздывания, вызванного возбудителем синхронной машины, может изменить напряжение возбуждения. Все же и при достаточно высоких значениях скорости нарастания напряжения возбуждения едва ли возможно оказать влияние на скачок напряжения машины в первый момент переходного режима; однако значительное повышение напряжения, нарастающего более медленно, может быть безусловно предотвращено. Этот вопрос будет рассмотрен дополнительно в главе 9. Для того чтобы при использовании регулятора вновь довести до номинального напряжение на зажимах машины при ее работе с емкостной нагрузкой в диапазоне проводимостей, которые указаны на рис. 7 под кривой, соответствующей резонансу ($y = -1/x_d$), необходимо снизить напряжение возбуждения, если это позволяет рабочий диапазон регулятора, на величину напряжения возбуждения, определяемую из уравнения (31). Скорость, с которой напряжение машины вновь достигает номинального, определяется быстродействием регулятора, а также нижним пределом его рабочего диапазона регулирования. При работе машины без регулятора с емкостной нагрузкой в области над кривой $y = -1/x_d$ (рис. 7) напряжение на зажимах машины из-за отрицательной постоянной времени имеет тенденцию увеличиться относительно предварительно установленного значения, причем со скоростью тем большей, чем больше емкость. Поэтому регулятор должен действовать в течение всего неустановившегося процесса, чтобы воспрепятствовать такому изменению напряжения на зажимах. Оно зависит при заданной емкости прежде всего от быстродействия регулятора. Если же процесс регулирования прекращается, например при достижении предела регулирования или же просто вручную, то напряжение на зажимах сразу же возрастает.

Выше мы пренебрегали членами в уравнениях (71а) и (71б) из главы 5, содержащими производные, а также насыщением; сверхпереходный процесс, обусловленный наличием демпфер-

ной обмотки, нами также не принимался во внимание. Учет указанных членов уравнений (71а) и (71б) не оказывает существенного влияния на полученные результаты. Насыщение, однако, значительно ограничивает перенапряжения, имеющие место при самовозбуждении машины, а активное сопротивление обмотки статора и соответствующие ему даже малые потери, который в действительности всегда имеют место, обусловливают появление резонансных явлений также и по поперечной оси машины.

Рассмотрим пример. Вычислим постоянную времени с учетом емкостной нагрузки. Параметры генератора представлены на стр. 192. Эквивалентную активную проводимость примем достаточно малой: $g=0{,}05$. Предполагается, что до внезапного подключения генератора к нагрузке он работал в режиме холостого хода.

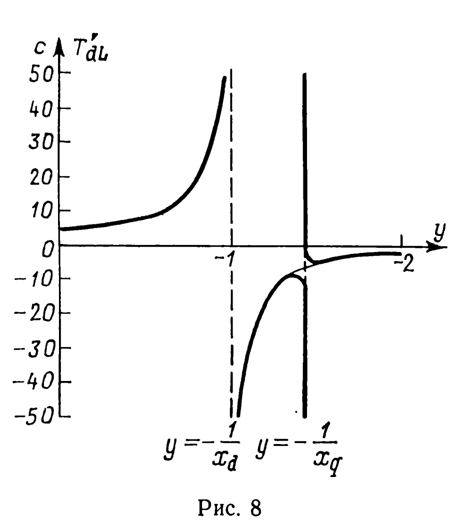


Рис. 8

Для расчета постоянной T'_{dL} воспользуемся уравнением (18). На рис. 8 представлена кривая изменения этой постоянной в зависимости от эквивалентной реактивной проводимости y. Учет активного сопротивления приводит к тому, что помимо резонанса при $y=-1/x_d$ имеет место еще резонанс при $y=-1/x_q$.

На рис. 9, где представлены кривые изменения напряжения u^0 в зависимости от проводимости y, легко усмотреть наличие области с поперечным резонансом. Расчеты кривых произведены по уравнению (10) при $g=0{,}05$; подключение емкостной нагрузки производится при токе возбуждения, соответствующем режиму холостого хода. На рис. 9, *а* представлена кривая изменения модуля напряжения u_0, а на рис. 9, *б* — геометрическое место точек этого напряжения. В качестве параметра принята проводимость y. Начиная от $u^0=1$ (при $y=0$) одна ветвь кривой уходит в бесконечность (на рис. 9, *б* — вверх); при $y<-1$ она с отрицательными значениями возвращается из бесконечности (на рис. 9, *б* — снизу). Эта ветвь соответствует первой точке резонанса на рис. 9, *а*. Этот резонанс называют продольным. Вторая ветвь кривой примерно при $y<-1{,}4$ также уходит в бесконечность (на рис. 9, *б* — влево), а затем возвра-

щается из бесконечности примерно при $y<-1,45$ (на рис. 9, *б* — справа). Эта ветвь соответствует второй точке резонанса на рис. 9, *а*. Этот резонанс называют поперечным *.

На рис. 8 показано, что постоянная времени T'_{dL} почти во всем диапазоне $y<-1/x_d$ отрицательна и, соответственно, напряжение на зажимах неустойчиво, что уже отмечалось выше. Однако вблизи точки поперечного резонанса ($y=-1/x_q$) постоянная времени имеет весьма малые отрицательные значения.

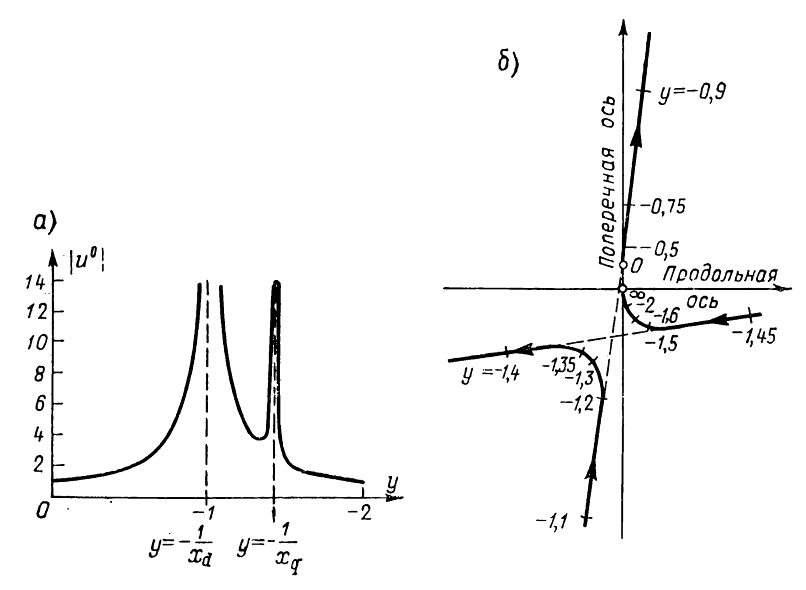


Рис. 9

Это означает, что напряжение на зажимах возрастает столь быстро, что его нельзя стабилизировать даже при использовании регуляторов, имеющих высокие технические характеристики. Поперечный резонанс при этом соответствует внешней границе допустимой емкостной нагрузки генератора с регулируемым напряжением.

Ниже будет показано, что то же граничное значение емкостной нагрузки остается справедливым и для машины, работающей параллельно с сетью бесконечной мощности. Здесь не появляются опасные повышения напряжения, которые определяют максимальную допустимую нагрузку генератора.

---

* Следует отметить, что радиус-вектор напряжения u^0, проведенный из начала координат (рис. 9, *б*) при $-0,9\leqslant y\leqslant 0$ и при $-1.2\leqslant y\leqslant -1,1$ направлен практически по поперечной оси, а при $-1,42\leqslant y\leqslant -1,4$ и при $-1,5\leqslant y\leqslant -1,45$ — практически по продольной оси. *(Прим. переводчика.)*

Однако при превышении полученной нами границы допустимой мощности машина выпадает из синхронизма.

У турбогенераторов, для которых $x_q \approx x_d$, точки продольного и поперечного резонанса близки. Следует отметить, что по сравнению с явнополюсными машинами у турбогенераторов синхронные реактивные сопротивления обычно выше. Поэтому допустимая емкостная нагрузка их меньше, чем явнополюсных машин той же мощности.

Рассмотрим подробнее ограничивающее влияние насыщения стали на рост напряжения машины. Оно особенно отчетливо выражено при повышениях напряжения, вызванных емкостной нагрузкой. Для упрощения расчетов мы будем учитывать насыщение в стали только по продольной оси машины. Для расчета процессов в контурах по продольной оси используем уравнение (74) из главы 7, а по поперечной — уравнение (10) из главы 6. Соотношения между составляющими тока и напряжения определяются системой уравнений (15) из главы 6. Подставляя уравнения (15) из главы 6 в уравнение (74) из главы 7 и в уравнение (10) из главы 6, получаем

$$u_q = -(u_d g + u_q y)\, x_{1\sigma} + S\,[i_f - x_{hd}(u_d g + u_q y)]; \qquad (32)$$

$$u_d = x_q(u_q g - u_d y). \qquad (33)$$

Из этого уравнения имеем

$$u_d = u_q \frac{x_q g}{1 + x_q y}. \qquad (34)$$

После подстановки уравнения (34) в уравнение (32) и несложных преобразований получаем

$$u_q(1 + x_{1\sigma} K) = S\,(i_f - x_{hd} K u_q), \qquad (35)$$

где

$$K = y + \frac{x_q g^2}{1 + x_q y}. \qquad (36)$$

Уравнение (35) может быть решено графически, как показано на рис. 10. Ток i_f, реактивное сопротивление x_{hd} и коэффициент K предполагаются известными; ток i_f на рис. 10 принят равным току возбуждения при холостом ходе. Так как при емкостной нагрузке проводимость y отрицательна, то коэффициент K также отрицателен, а выражение $-x_{hd}K$ суммируется с i_f.

Проведя на рис. 10 соответствующее построение, получаем на оси абсцисс точку Q. Этой точке на кривой насыщения соответствует ордината $S(i_f - x_{hd}Ku_q)$. Согласно уравнению (35), она должна быть равна $u_q(1+x_{1\sigma}K)$. На рис. 10 это условие в точке P не выполняется, так как напряжение u_q выбрано нами меньшим, чем это требуется согласно уравнению (35). Если же выбрать ряд значений u_q, то точка P будет скользить по наклонной прямой, которая пересекает ось абсцисс в точке $i_f=1$. В точке пересечения P' прямой с кривой насыщения на-

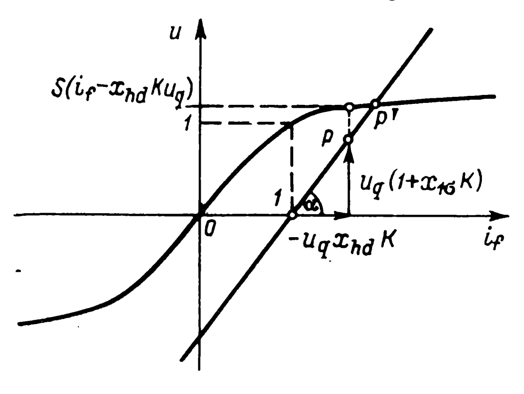


Рис. 10

пряжение u_q удовлетворяет уравнению (35). Тангенс угла α нетрудно вычислить из этого же уравнения, если левую часть его разделить на аргумент функции S:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{x_{1\sigma} + 1/K}{1 + x_q y}. \tag{37}$$

Таким образом, чтобы определить напряжение на зажимах машины с заданными параметрами при известных значениях i_f, g и y, необходимо вычислить коэффициент K по (36), угол α (по 37) и найти точку пересечения прямой с кривой насыщения; при этом прямая пересекает ось абсцисс в точке с заданным значением i_f. Для того чтобы определить составляющую напряжения u_q, необходимо разделить значение ординаты точки P' на $1+x_{1\sigma}K$. Составляющая напряжения u_d вычисляется из уравнения (34), а напряжение u — геометрическим суммированием составляющих u_d и u_q.

Отметим, что малый угол α наклона прямой соответствует большим емкостным нагрузкам (рис. 10). При малых углах α прямая пересекается с кривой насыщения в трех точках. Две из них расположены на левой ветви кривой. Из них лишь одна точка, являющаяся внешней по отношению к началу координат, соответствует устойчивому режиму. В этом случае насы-

щение машины, весьма значительное в этой зоне, препятствует самовозбуждению. ЭДС за синхронным сопротивлением и напряжение на зажимах машины в этом случае направлены противоположно, что, например, имеет место, если при регулировании напряжения направление тока возбуждения изменено на противоположное, причем это не препятствует процессу самовозбуждения.

На рис. 11 представлен процесс изменения установившегося напряжения на зажимах в зависимости от эквивалентной проводимости y, соответствующей емкостной нагрузке. Напряжение определено описанным выше путем.

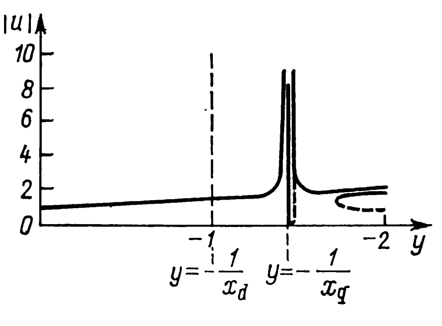


Рис. 11

При расчетах использованы те же исходные данные, что и при расчете кривой на рис. 9, *а*; насыщение соответствует кривой на рис. 10. По сравнению с кривой на рис. 9, *а* точка продольного резонанса из-за насыщения сдвинулась вправо весьма значительно, в сторону высоких емкостей ($y \approx -2$). На рис. 11 находит отражение также и то обстоятельство, что при малых углах α (см. рис. 10) прямая пересекает кривую насыщения в трех точках. По сравнению с кривой на рис. 9, *а* точка поперечного резонанса не меняет своего положения, так как мы не учитывали насыщения по поперечной оси. При учете насыщения и здесь имело бы место при малом угле α трехкратное пересечение прямой с кривой насыщения, что нашло бы свое отражение в узком диапазоне проводимостей y.

На рис. 11 показано, что в области $y = -1/x_d$ напряжение в долях номинального составляет примерно $|u| = 1{,}5$. Однако это не должно означать, что в этой области более не возникает самовозбуждения. Насыщение полностью оказывает свое влияние на самовозбуждение, если напряжение достигает значений около 1,5, что с точки зрения эксплуатации машины является большой величиной. Пока напряжение значительно ниже, насыщение активной стали соответственно значительно слабее. Поэтому при меньших напряжениях приближенно остаются справедливыми те соотношения, которые мы вывели без учета насыщения. Можно, следовательно, утверждать, что самовозбуждение машины возникает при $y = -1/x_d$, а далее начинает подавляться в связи с появлением насыщения, как только достигаются более высокие значения напряжения на зажимах,

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ
РЕГУЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ

В предыдущих главах мы уже упоминали о регулировании напряжения, особенно в связи с явлением самовозбуждения, хотя и рассматривали процессы при постоянном напряжении возбуждения. В настоящее время, однако, все мощные генераторы комплектуются регуляторами напряжения, которые стремятся поддерживать заданное напряжение на зажимах генератора путем изменения напряжения возбуждения.

В этом случае регулятор напряжения можно рассматривать как элемент системы возбуждения, которая обеспечивает синхронный генератор определенной мощностью возбуждения в зависимости от режима работы. Максимальная мощность возбуждения оказывается необходимой при эксплуатации в моменты, когда напряжение сети понизилось или же внезапно вообще упало до нуля. Современные системы возбуждения предусматривают обеспечение работы агрегатов и в таких аварийных режимах.

На рис. 1 изображены системы возбуждения синхронных генераторов, представляющие наибольший практический интерес. Система возбуждения, изображенная на рис. 1, *а*, используется наиболее часто. Мощность для возбуждения генератора поступает от машины постоянного тока (главного возбудителя), ротор которой приводится во вращение от вала синхронного генератора. Ток возбуждения подается на контактные кольца синхронного генератора с коллектора машины постоянного тока. Регулятор напряжения *Р* (рис. 1) регулирует напряжение возбуждения машины постоянного тока.

Мощность для возбуждения регулятор получает обычно либо от вспомогательного генератора, также приводимого во вращение от вала синхронного генератора, либо от постоянного источника повышенной надежности. Если при эксплуатации внезапно снижается напряжение на зажимах синхронного генератора, то сразу же начинает работать регулятор напряжения и напряжение возбуждения машины постоянного тока сразу же возрастает, однако ее ток возбуждения и соответственно напряжение на коллекторе возрастает с определенным запаздыванием. Оно характеризуется постоянной времени, которая близка к 0,5 с. Такое запаздывание с точки зрения регулирования напряжения нежелательно, оно особенно заметно у машин постоянного тока с пониженной частотой вращения.

Поэтому для гидрогенераторов с пониженной частотой вращения нецелесообразно с точки зрения регулирования напряжения приводить во вращение главный возбудитель непосредст-

венно от вала. В этом случае обычно используют отдельностоящий возбудительный агрегат с повышенной частотой вращения. Приводной двигатель агрегата трехфазный, питается от вспомогательного генератора, который приводится во вращение от вала генератора непосредственно или через передаточный механизм, например редуктор.

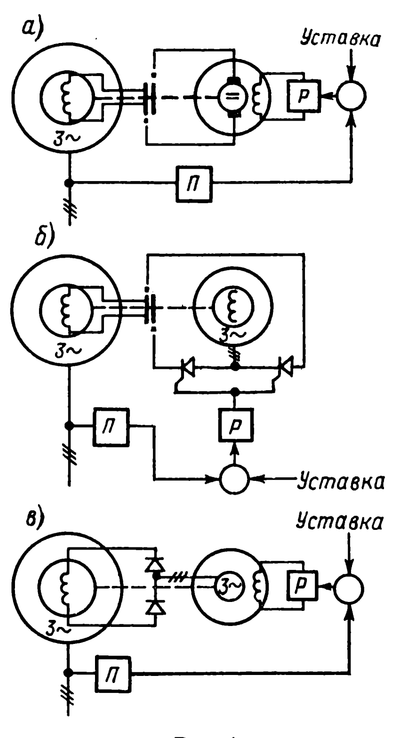


Рис. 1

На рис. 1, *б*, изображен синхронный генератор с полупроводниковыми элементами в цепи возбуждения. Мощность возбуждения поступает от трехфазного возбудителя, напряжение которого поддерживается постоянным. Возбудитель приводится во вращение от вала генератора. Напряжение возбудителя преобразуется в постоянное с помощью управляемого выпрямителя и подается на контактные кольца генератора. В этой схеме регулятор напряжения изменяет угол управления выпрямителя, и таким образом напряжение возбуждения генератора может быть установлено с минимальным запаздыванием. Иногда в такой системе вместо вспомогательного трехфазного возбудителя используется специальный вспомогательный трансформатор (см. ниже рис. 12); в этом случае мощность возбуждения поступает со стороны зажимов генератора.

На рис. 1, *в* изображен синхронный генератор, обмотка возбуждения которого соединена с вращающимся выпрямителем. В этой схеме используется трехфазный возбудитель, который приводится во вращение от вала генератора. Возбудитель выполнен обращенным, его обмотка возбуждения расположена на статоре, а якоря — на роторе. Обмотка якоря соединена с неуправляемым выпрямителем, который тоже смонтирован на валу генератора. Мощность возбуждения поступает от этого выпрямителя на обмотку ротора синхронного генератора. Регулятор напряжения воздействует на обмотку возбуждения трехфазного возбудителя. Постоянные времени, характеризующие запаздывание, у трехфазных возбудителей меньше, чем у возбудителей в виде машины постоянного тока сопоставимой мощности.

Эта система возбуждения, с точки зрения параметров регулирования, является промежуточной между системами, изображенными на рис. 1, *а* и *б*. Система, изображенная на рис. 1, *в*, имеет, однако, по сравнению с системой на рис. 1, *б* то преимущество, что необходимость в коллекторе и контактных кольцах отпадает *.

В качестве регуляторов напряжения для мощных генераторов используются преимущественно регуляторы на магнитных усилителях или электронных усилителях с обратной связью.

В этой главе мы рассмотрим влияние регулирования напряжения на неустановившиеся процессы, возникающие при подключении нагрузки и при коротких замыканиях. Для уточненного исследования процессов регулирования используются обычно аналоговые и цифровые вычислительные машины, а для аналитического решения уравнений, описывающих систему, используется главным образом преобразование Лапласа. Мы ограничимся лишь тем, что выясним, вводя ряд упрощений, влияние на неустановившиеся процессы ряда основных факторов, а затем приведем графический метод расчета этих процессов.

1. Процесс изменения напряжения на зажимах генератора при изменении напряжения возбуждения

В главе 6 мы исследовали процессы при внезапном изменении напряжения возбуждения генератора, который до этого работал в режиме холостого хода. Мы получили, что напряжение на зажимах генератора изменяется при изменении напряжения обмотки возбуждения не мгновенно, а по экспоненциальному закону с постоянной времени, равной постоянной времени обмотки возбуждения при разомкнутой обмотке статора. В той же главе мы получили выражения для постоянных времени, характеризующих процесс изменения напряжения на зажимах генератора, к которому подключена нагрузка.

В этой главе мы будем исходить из того, что процессы при регулировании напряжения протекают значительно медленнее, чем сверхпереходные процессы, так что их можно рассматривать раздельно, а потом наложить друг на друга. Переходные процессы, вызванные изменением нагрузки, и процессы при регулировании напряжения протекают, однако, так, что постоянные времени их практически одинаковы, и исследовать их раздельно не удается. Это в особенности относится к процессу

---

* Для современных высокоиспользованных машин в нашей стране разработан и внедрен ряд быстродействующих систем возбуждения, имеющих принципиальные особенности и отличающихся повышенной надежностью. *(Прим. переводчика.)*

изменения напряжения на зажимах при регулировании, который одновременно влияет и на процесс изменения напряжения возбуждения.

Рассмотрим сначала в качестве простого примера задачу изменения напряжения на зажимах машины, работающей под нагрузкой, если ее напряжение возбуждения внезапно увеличено на заданную величину. Используем для вывода расчетных соотношений выражения (15) и (16) из главы 8 для составляющих напряжения u_d и u_q. Отметим, что сверхпереходными составляющими при выводе этих соотношений мы пренебрегли. Суммарное напряжение получаем равным

$$u=\sqrt{u_d^2+u_q^2}. \tag{1}$$

Подставим уравнение (15) из главы 8 в уравнение (1):

$$u=\sqrt{u_q^2\left(\frac{x_q g}{1+x_q y}\right)^2+u_q^2}=u_q\frac{\sqrt{(1+x_q y)^2+x_q^2 g^2}}{1+x_q y}. \tag{2}$$

Отсюда имеем

$$u_q=u\frac{1+x_q y}{\sqrt{(1+x_q y)^2+x_q^2 g^2}}. \tag{3}$$

Дробь в правой части последнего уравнения является постоянной величиной, поэтому производная составляющей u_q по времени имеет вид

$$\frac{du_q}{dt}=\frac{du}{dt}\frac{1+x_q y}{\sqrt{(1+x_q y)^2+x_q^2 g^2}}. \tag{4}$$

Подставим полученные выражения (3) и (4) для составляющей u_q и ее производной в уравнение (16) из главы 8:

$$u+\frac{du}{dt}T'_{dL}=u_f\frac{\sqrt{(1+x_q y)^2+x_q^2 g^2}}{(1+x_q y)(1+x_d y)+x_d x_q g^2} \tag{5}$$

или

$$\frac{du}{dt}=\frac{1}{T'_{dL}}(u_f D-u), \tag{6}$$

где

$$D=\frac{\sqrt{(1+x_q y)^2+(x_q g)^2}}{(1+x_q y)(1+x_d y)+x_d x_q g^2}. \tag{7}$$

Как показывает сопоставление этого выражения с уравнением (22) из главы 6 (в установившемся режиме $u_f=i_f$), произведение Du_f является не чем иным, как напряжением в установившемся режиме. Поэтому можно записать

$$Du_f=u_0. \tag{8}$$

Здесь D — коэффициент пропорциональности между напряжением обмотки возбуждения и напряжением обмотки статора машины в установившемся режиме при нагрузке. При отсутствии нагрузки $D=1$. Уравнение (6) легко проинтегрировать графически, если известны напряжение $u_f D$ и напряжение u в начальный момент (при $t=0$).

Для того чтобы сопоставить результаты расчета с кривыми на рис. 3 из главы 8, рассмотрим пример. Примем, что генератор, параметры которого приведены на стр. 192, работает до момента внезапного увеличения напряжения и в течение неустановившегося режима под нагрузкой, которая представлена в виде эквивалентных проводимостей $y_0=0{,}3$ и $g_0=0{,}5$.

Из уравнения (64) главы 6 имеем

$$T'_{dL}=1{,}5\cdot\frac{1}{0{,}3}\cdot\frac{(1+0{,}7\cdot0{,}3)(1+0{,}3\cdot0{,}3)+1\cdot0{,}7\cdot0{,}5^2}{(1+0{,}7\cdot0{,}3)(1+1\cdot0{,}3)+1\cdot0{,}7\cdot0{,}5^2}=4{,}27\ \text{с},$$

а из уравнения (7)

$$D=\frac{\sqrt{(1+0{,}7\cdot0{,}3)^2+(0{,}7\cdot0{,}5)^2}}{(1+0{,}7\cdot0{,}3)(1+1\cdot0{,}3)+1\cdot0{,}7\cdot0{,}5^2}=0{,}722.$$

В исходном установившемся режиме напряжение u_0 равно номинальному ($u_0=1$), а напряжение возбуждения (в относительных единицах) составляет

$$u_{0f}=\frac{u_0}{D}=\frac{1}{0{,}722}=1{,}387. \tag{9}$$

В нашем примере мы приняли, что нагрузка остается неизменной; поэтому коэффициент D может быть использован для расчета как установившегося исходного режима, так и установившегося режима после изменения напряжения. Изменим, например, напряжение u_f внезапно от u_{0f} до $2u_{0f}$. В этом случае $Du_f=1{,}445$.

На рис. 2 представлены этапы графического интегрирования уравнения (6). В момент $t=0$ напряжение u равно $u_0=1$, Du_f составляет 1,445. Найдем скорость нарастания напряжения при $t=0$. Для этого в соответствии с уравнением (6) надо найти разность Du_f и u, а затем разделить ее на T'_{dL}. На рис. 2 построим касательную к кривой изменения напряжения в точке O, т. е. при $t=0$. На прямой $Du_f=\text{const}$ от точки $t=0$ надо отложить отрезок, равный постоянной времени T'_{dL}, и соединить прямой полученную точку O' с точкой O. Для малых промежутков времени Δt без большой погрешности мы можем заменить отрезки кривых изменения напряжения отрезками касательных к ней. Через промежуток 1 с напряжение u возросло до значения, соответствующего точке *1* (она указана на касательной OO'). Теперь, исходя из этого значения напряжения, мы можем

повторить все построение. Отметим, что разность $Du_f - u$ стала несколько меньшей. Точка $1'$ лежит на прямой Du_f справа от точки O', так как постоянную T'_{dL} мы откладываем вправо от точки $t=1$ с; соответственно и отрезок $1'O'$ равен 1 с. Соединив прямой точки 1 и $1'$, получаем новую касательную. Таким путем шаг за шагом можно построить всю кривую изменения напряжения во времени. В рассмотренном примере этой кривой является затухающая экспонента.

В качестве следующего примера рассмотрим процесс изменения напряжения при подключении к генератору дополнитель-

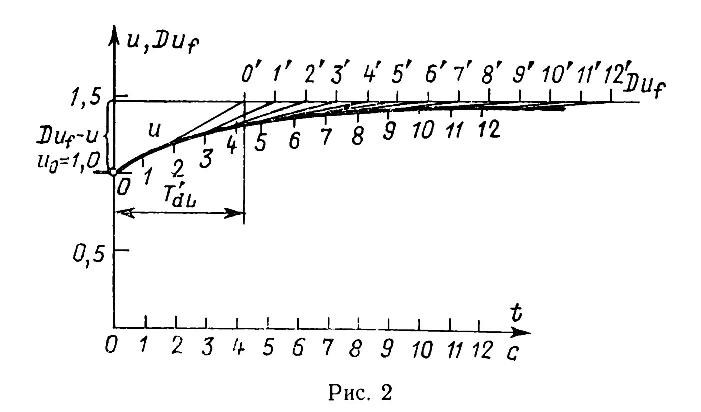


Рис. 2

ной нагрузки, которую мы представим в виде эквивалентных проводимостей $\Delta y=0{,}2$; $\Delta g=0{,}2$ (см. § 1 предыдущей главы). Однако одновременно будем увеличивать напряжение возбуждения до значения, которое при новой эквивалентной нагрузке

$$y=y_0+\Delta y=0{,}5; \qquad g=g_0+\Delta g=0{,}7$$

соответствует в установившемся режиме номинальному напряжению.

В соответствии с уравнением (8) для нового значения напряжения возбуждения имеем $u_0=Du_f=1$.

До подключения нагрузки напряжение $u_f=1{,}387$; эта величина была вычислена нами ранее [см. уравнение (9)]. После подключения нагрузки коэффициент

$$D=\frac{\sqrt{(1+0{,}7\cdot 0{,}5)^2+(0{,}7\cdot 0{,}7)^2}}{(1+0{,}7\cdot 0{,}5)(1+1\cdot 0{,}5)+1\cdot 0{,}7\cdot 0{,}7^2}=0{,}607\cdot$$

Из уравнения (9) находим новое значение необходимого нам напряжения возбуждения (в относительных единицах) $u_f=$ $=1{,}645$. Напряжение возбуждения, следовательно, в момент подключения нагрузки должно возрасти на $\Delta u_f=0{,}258$.

Изменение напряжения при подключении нагрузки в переходном режиме то же, что и на рис. 3 из главы 8; начальное значение напряжения $u=u'=0{,}944$ мы можем взять из рис. 3. Переходная постоянная времени T'_{dL} нами уже была определена из уравнения (18) главы 8; она равна для полной нагрузки 3,49 с. Перейдем к построению кривой изменения напряжения (рис. 3). Отметим, что шкала Du_f смещена по отношению к шкале u на величину T'_{dL}. Отложим $Du_f=1$; далее, начиная от $t=0$, определим точки, соответствующие значениям напряжения u, и соединим их кривой: ее асимптотой является прямая $Du_f=1$.

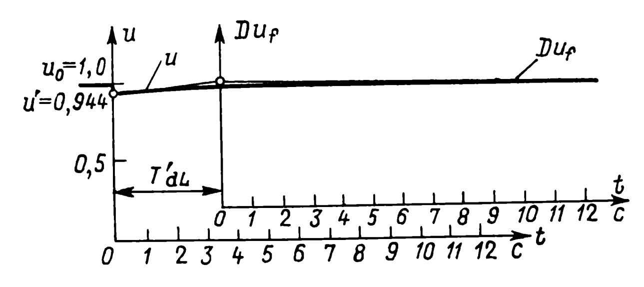


Рис. 3

Сопоставление рис. 3 этой главы с рис. 3 из главы 8 показывает, что вследствие изменения напряжения возбуждения напряжение на зажимах после некоторого снижения в течение переходного режима далее не падает, а наоборот, возрастает до значения $u=1$ в соответствии с постоянной времени T'_{dL}. Так как постоянная времени составляет $T'_{dL}=3{,}49$ с, то неустановившийся процесс длится около $3T'_{dL}=10$ с, после чего напряжение на зажимах достигает номинального. Этот промежуток времени является достаточно длительным.

Напряжение на зажимах можно довести до номинального в более короткий промежуток времени, если кратковременно применять более высокие форсировки напряжения возбуждения (рис. 4). Пусть, например, система возбуждения генератора обеспечивает максимальное напряжение возбуждения («потолок напряжения возбуждения»), равное $3u_{f1}$. Для принятых значений нагрузки величина $Du_f=0{,}607\cdot 3=1{,}82$. Она нанесена на рис. 4, *а*. Напряжение, определенное изложенным выше методом с учетом этой величины, достигает номинального значения через $\Delta t=0{,}2$ с и продолжает возрастать (рис. 4, *а*). Поэтому мы должны по истечении этого времени снизить напряжение возбуждения до уровня, соответствующего значению $Du_f=1$, и сохранять его постоянным.

На рис. 4, *б* представлен процесс изменения напряжения возбуждения u_f, соответствующий кривой Du_f на рис. 4, *а*. Отметим, что значения коэффициента D до подключения нагрузки больше, чем в последующие моменты. Несмотря на то, что произведение Du_f до и после внезапного увеличения напряжения равно единице, мы получили после форсировки возбуждения

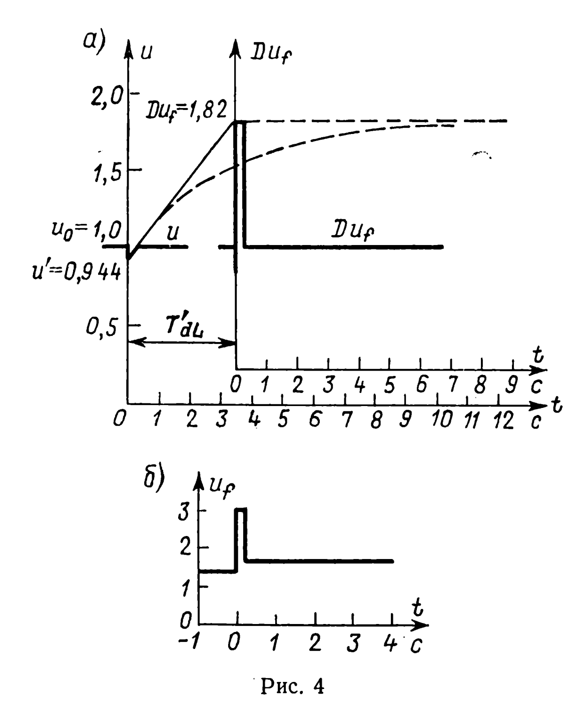


Рис. 4

большее значение u_f. Из рис. 4 видно, какую роль играет максимальное значение напряжения возбуждения для поддержания напряжения на зажимах генератора при изменении нагрузки, а также как должен идеальный регулятор изменять во времени напряжение возбуждения, чтобы при заданном «потолке» достичь восстановления напряжения в кратчайший промежуток времени. Однако регулятор может лишь максимально приблизиться к такому процессу изменения напряжения возбуждения. Это связано, во-первых, с тем, что регулятор не может предварительно определить такое значение напряжения обмотки ротора, которое должно быть установлено, чтобы напряжение на зажимах генератора ранее достигло заданного значения. Регулятор должен многократно, в соответствии с временно́й характеристикой производить сравнения с этим значением. Во-вто-

рых, это связано с некоторой инерционностью, которая характерна для системы возбуждения, так что идеальный процесс изменения напряжения, соответствующий кратчайшему промежутку времени, может быть получен лишь приближенно.

Для того чтобы пояснить это более наглядно, предположим, что идеальный регулятор напряжения описанного типа исполь-

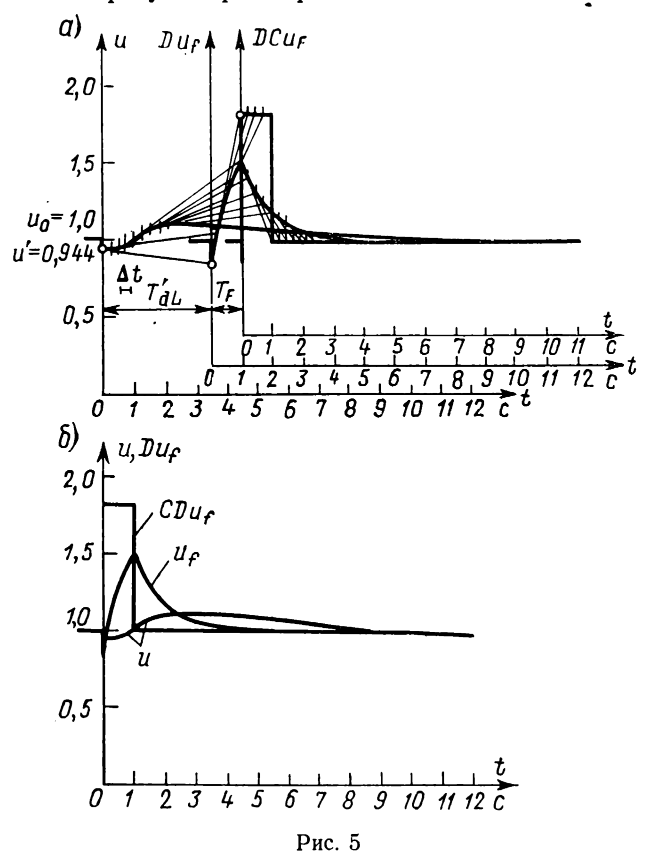


Рис. 5

зуется в схеме возбуждения по рис. 1, *а*. Постоянную времени, характеризующую запаздывание, примем для главного возбудителя равной $T_F = 1$ с. Между напряжением обмотки возбуждения u_F и напряжением на зажимах обмотки якоря u_f главного возбудителя имеет место соотношение

$$\frac{du_f}{dt} = \frac{1}{T_F}(u_F C - u_f). \tag{6а}$$

Здесь C — постоянная возбудителя. Это уравнение может быть проинтегрировано графически аналогично уравнению (6).

На рис. 5 показаны три шкалы времени, причем шкала u_f смещена по отношению к шкале u на величину T'_{dL}, а шкала u_F по отношению к шкале u_f — на величину T_F. До подключения нагрузки в момент $t=0$ режим является установившимся; следовательно, напряжение $u_0=Du_f=DCu_F=1$. В результате подключения нагрузки напряжение u снижается до значения u', одновременно коэффициент D уменьшается от 0,722 до 0,607. Хотя напряжение u_f в первый момент остается постоянным, величина Du_f понижается до значения $u_0D/D_0=1\cdot 0{,}607/0{,}722=0{,}84$. То же справедливо и для величины DCu_F. Примем, однако, что идеальный регулятор увеличивает это напряжение в тот же момент времени до значения 1,82. Таким образом, мы определили все исходные величины для графического интегрирования. Интегрируя способом, описанным выше, мы получаем для ряда моментов времени точки u и Du_f. Для момента $t=1$ с мы получаем, что напряжение u на зажимах достигло значения 1, после чего идеальный регулятор снижает напряжение возбуждения главного возбудителя до величины $DCu_F=1$. На рис. 5, *б*, где шкала времени общая, показан еще раз процесс изменения во времени этих величин. По сравнению с кривой, представленной на рис. 4, *а*, обращает на себя внимание, что напряжение на зажимах после снижения в переходном процессе еще не имеет тенденции к увеличению, т. е. производная в первые моменты еще отрицательна. В течение некоторого промежутка времени это напряжение на зажимах продолжает снижаться, пока напряжение возбуждения не будет достаточно увеличено. Напряжение достигает на рис. 5, *а* и *б* значения $u=1$ позже, чем на рис. 4; при достижении $u=1$ напряжение возбуждения возбудителя снижается. В связи с тем что постоянная времени, характеризующая запаздывание, не равна нулю, напряжение возбуждения начинает снижаться и принимает установившееся значение с некоторой задержкой, поэтому имеет место заметное повышение напряжения на зажимах.

Можно показать, что для того, чтобы с учетом постоянных времени T_F и T'_{dL} получить идеальный результат при регулировании, напряжение возбуждения возбудителя следовало бы сначала увеличить до максимального, потом уменьшить до минимального, а затем установить постоянным. Однако в практических случаях это может оказаться менее благоприятным, чем результат, представленный на рис. 4.

2. Регуляторы напряжения

На рис. 6 представлена структурная схема электрического регулятора, используемого в большинстве случаев для регулирования напряжения мощных генераторов. Он состоит из

устройства сравнения напряжений и усилителя с обратной связью.

К устройству сравнения подводится, с одной стороны, напряжение *u*, пропорциональное напряжению на зажимах машины, а с другой — напряжение от специального потенциометра. Требуемое напряжение устанавливается на потенциометре предварительно и является заданной величиной (уставкой). Текущее значение напряжения на зажимах машины (истинное) подается на устройство сравнения в виде сигнала выпрямленного напряжения. Устройство сравнения определяет раз-

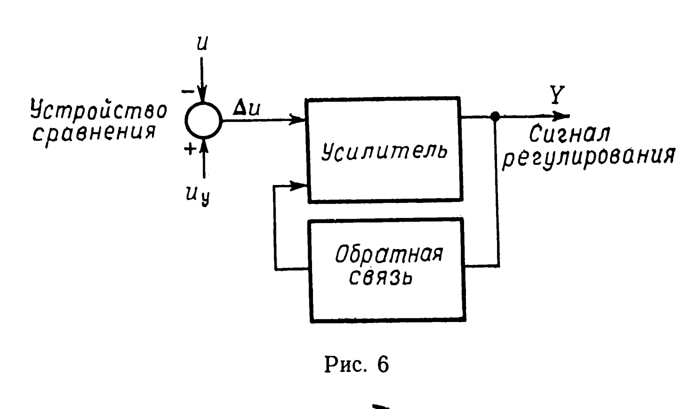


Рис. 6

ность этих величин, т. е. есть отклонение Δu, и подает ее в виде сигнала рассогласования на усилитель. Выходное напряжение его через специальное устройство обратной связи подается на вход усилителя. Это устройство состоит из регулируемых сопротивлений и емкостей и служит для установки временны́х характеристик регулятора.

Регуляторы напряжения выполняются обычно как ПИ-регуляторы. Это означает, что сигнал регулирования Y состоит из двух составляющих, из которых одна пропорциональна отклонению Δu, а другая является интегральной величиной и пропорциональна интегралу Δu по времени. Для этого сигнала можно записать

$$Y = V\left(\Delta u + \frac{1}{T_R}\int \Delta u\, dt\right). \tag{10}$$

Постоянные V и T_R должны быть установлены таким образом, чтобы при отклонениях напряжения на зажимах машины оно в результате воздействия регулятора вновь достигло заданного значения (уставки) в возможно более короткий промежуток времени, причем без значительного перерегулирования и тем более колебаний напряжения в процессе регулирования. Опти-

мальные значения постоянных V и T_R зависят от параметров генератора и системы возбуждения, а также — в меньшей степени — от режима работы машины. Эти значения могут быть определены путем последовательных приближений непосредственно на реальном объекте либо же на аналоговом счетно-решающем устройстве. Для этих целей могут быть использованы методы оптимизации из теории регулирования.

При резком (скачкообразном) изменении величины Δu сигнал Y на выходе усилителя при разомкнутой системе регулирования изменяется во времени так, как показано на рис. 7. В замкнутой системе регулирования при возрастании сигнала Y напряжение возбуждения увеличивалось бы, что в свою очередь привело бы к уменьшению отклонения Δu. Интегральная составляющая временно́й характеристики в выражении (10) необходима для того, чтобы осуществлять регулирование возбуждения до тех пор, пока не будет выполнено условие $\Delta u=0$, а, следовательно, напряжение u не станет равным заданному значению (уставке), т. е. $u=u_у$.

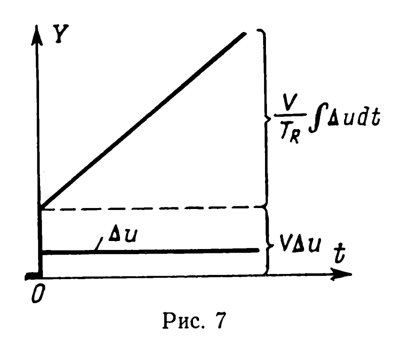


Рис. 7

В зависимости от применяемой системы возбуждения к регулятору напряжения на рис. 6 подключаются дополнительно ступени усилителя. Для улучшения характеристик регулирования иногда предусматриваются дополнительные обратные связи, например по напряжению возбуждения.

Если два или более генератора работают на сборные шины, то истинное значение напряжения, подаваемого на устройство сравнения каждого из регуляторов, одинаково. Однако практически уставки нескольких регуляторов не могут совпадать полностью. Как показано выше, интегральный член регулятора напряжения с несколько увеличенной уставкой при определенных обстоятельствах возрастает вплоть до верхней границы области регулирования, в результате чего машина значительно перевозбуждается. В то же время регуляторы напряжения с несколько пониженной уставкой снижают напряжение возбуждения, в результате чего соответствующие им машины работают со значительным недовозбуждением. Напряжение на сборных шинах едва ли изменилось бы при таком регулировании. Однако при этом появились бы реактивные токи, протекающие от перевозбужденных машин к недовозбужденным. Для того чтобы уменьшить такое неравномерное распределение реактивных мощностей, для параллельно работающих машин вводят так

называемый статизм, зависящий от реактивного тока. Выражение для отклонения Δu записывается тогда в виде

$$\Delta u = u_у - \alpha i_b - u, \tag{11}$$

где αi_b — дополнительный член.

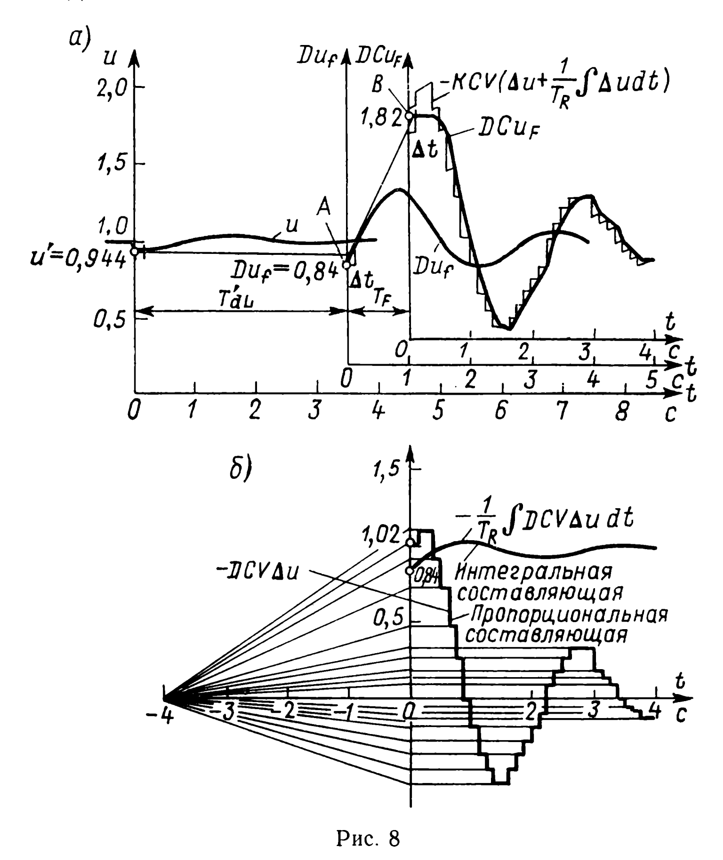


Рис. 8

Значение коэффициента α определяется обычно так, чтобы уставка была уменьшена на 2—3% при реактивном токе, равном номинальному. Этот дополнительный член оказывает лишь малое влияние на основной процесс регулирования при внезапных изменениях нагрузки, поэтому в дальнейшем им пренебрежем.

Рассмотрим пример. Исследуем процесс изменения напряжения после подключения нагрузки, если напряжение возбуждения главного возбудителя регулируется ПИ-регулятором с параметрами $CV = u_F/\Delta u = 30$ и $T_R = 4$ с.

Уставка регулятора $u_у = 1$. В остальном данные для расчета примем теми же, что и при вычислении кривых на рис. 5.

На рис. 8 представлен графический способ определения напряжения u с учетом работы регулятора. На этом рисунке выполняется ряд операций интегрирования, поэтому особое внимание следует уделить уменьшению погрешности при построении. Для этого одним и тем же промежуткам времени Δt (шаг интегрирования) на рис. 8 соответствуют отрезки, вдвое большие, чем на рис. 5. Изменен также и метод интегрирования. До сих пор мы аппроксимировали искомую кривую на каждом промежутке Δt для простоты отрезком касательной к кривой из начала промежутка Δt (рис. 2—5). На рис. 9 в увеличенном виде представлена в промежутке Δt кривая и касательная к ней в точке, соответствующей левой границе промежутка. В начальной его части погрешность замены кривой на касательную к ней невелика, однако на правой границе она существенна. Отметим, что эта погрешность многократно возрастает при переходе к следующим промежуткам. Для гладких кривых при отсутствии точек разрыва можно показать, что эта погрешность может быть уменьшена до любого заранее заданного значения путем уменьшения промежутка Δt (шага интегрирования). Однако эту погрешность можно уменьшить с самого начала, если отрезок кривой заменить хордой (рис. 9). Тангенс угла, образуемого хордой с осью времени t, ориентировочно соответствует среднему значению производной на этом промежутке. Это значение производной нетрудно определить приближенно. Для этого прямую, соединяющую обе точки, надо провести так, чтобы точки A и B (рис. 8) соответствовали разным моментам времени в пределах выбранного отрезка Δt. Точке B должно соответствовать среднее (в пределах отрезка Δt) значение смещенной кривой. Первый шаг графического интегрирования показан на рис. 8.

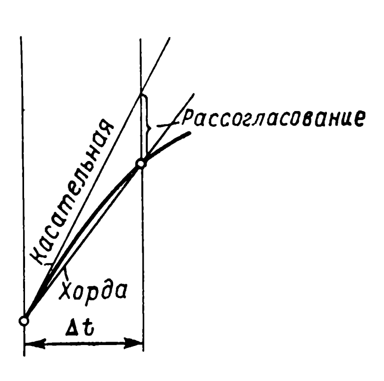


Рис. 9

Предварительно до построения следует определить исходные величины. Для напряжения u начальным значением является u'; величина Du_f вследствие подключения дополнительной нагрузки меньше:

$$u_0 \frac{D}{D_0} = \frac{0,607}{0,722} = 0,84.$$

Эта величина была уже определена нами при вычислении исходных данных для построения кривой изменения напряжения на рис. 5.

В установившемся режиме до подключения дополнительной нагрузки в уравнение для регулятора (10) должно быть подставлено отклонение $\Delta u=0$. Поэтому пропорциональная составляющая сигнала регулирования равна нулю. Интегральная составляющая в точности соответствует напряжению возбуждения, необходимому для обеспечения напряжения на зажимах машины $u_0=1$. Следовательно, для этого режима можно записать:

$$u_0=D_0CY=D_0CV\frac{1}{T}\int\limits_{t=-\infty}^{0}\Delta u\,dt=1.$$

При подключении нагрузки интегральная составляющая в первый момент остается без изменений, однако, умноженная на D, уменьшается до значения 0,84. Пропорциональная составляющая регулятора напряжения при подключении нагрузки возрастает скачком от нуля до $V\Delta u$. Отклонение в первый момент составляет

$$\Delta u=u_у-u'=1-0{,}944=0{,}056.$$

Так как мы приняли, что $CV=30\ u_{f1}/u_N$, то исходное значение будет

$$DCV\Delta u=0{,}607\cdot 30\cdot 0{,}056=1{,}02.$$

Напряжение возбуждения возбудителя, умноженное на DC, мы получаем суммированием пропорциональной и интегральной составляющих:

$$DCu_F=1{,}02+0{,}84=1{,}86.$$

Аналогично тому, как это было сделано при построении кривой изменения напряжения на рис. 5, примем, что усилителем регулятора задано максимальное (потолочное) напряжение возбуждения. В рассматриваемом примере оно соответствует трехкратному напряжению возбуждения в режиме холостого хода, т. е. получаем, что $DCu_F=1{,}82$. Величина $DCu_F=1{,}86$, вычисленная нами несколько ранее, не может быть получена на выходе усилителя. Поэтому для расчета кривой изменения напряжения следует принять $DCu_F=1{,}82$.

В результате мы определили все исходные величины, необходимые для графического построения. Они указаны дополнительно на рис. 8. При построении должны быть выполнены по-

следовательно для каждого промежутка времени Δt следующие операции:

1. Вычислить ориентировочное отклонение Δu для нового промежутка Δt.

2. Вычислить, используя значение Δu из п. 1, пропорциональную составляющую выходного напряжения регулятора $DCV\Delta u$ и отложить соответствующий ей отрезок (рис. 8, *б*).

3. Определить изменение интегральной составляющей на промежутке Δt. Для этого вычислить тангенс угла наклона $DCV\Delta u/T_R$ и построить с учетом этого угла для нового промежутка времени Δt интегральную составляющую (рис. 8, *б*).

4. Вычислить сумму интегральной и пропорциональной составляющих (определить DCu_F). При этом следует обратить внимание на максимальное напряжение системы возбуждения, т. е. на потолок по напряжению. Ступени полученной кривой, связанные с дискретностью представления пропорциональной составляющей, могут быть сглажены.

5. Начертить процесс изменения Du_f в пределах промежутка Δt.

6. Начертить процесс изменения u в пределах промежутка Δt.

7. Повторить пп. 1—6 для всех промежутков Δt, включая последний *.

Как показывает анализ кривых на рис. 8, из-за неизбежных погрешностей при ориентировочном определении Δu и сравнительно большого усиления при регулировании (т. е. большого коэффициента усиления регулятора) имеют место отклонения кривой DCu_F от полученной теоретически. Сама по себе эта кривая должна быть гладкой, как, например, кривая u или Du_f и иметь колебательный характер.

Погрешности при определении Δu сказываются несколько слабее при построении кривой Du_f, если они не очень значительны, а промежуток Δt выбран достаточно малым.

Сопоставление полученной кривой изменения во времени напряжения u (рис. 8) с кривой на рис. 5 показывает, что длительное по времени и значительное превышение номинального напряжения, т. е. перерегулирование, при работе регулятора исключается. Это объясняется тем, что регулятор сначала резко увеличивает напряжение возбуждения, для того, чтобы поддержать напряжение на зажимах на заданном уровне при его внезапном снижении (скомпенсировать провал напряжения), а затем уменьшает его с целью избежать значительного

* Приведенная методика графического построения легко может быть формализована и использована для выполнения этих вычислений на ЭЦВМ. (*Прим. редактора перевода.*)

перерегулирования. Напряжение, соответствующее уставке регулятора, первый раз достигается примерно через 1 с, а через 4—5 с напряжение принимает заданное установившееся значение, соответствующее уставке.

3. Влияние регулятора напряжения на процесс изменения во времени тока внезапного короткого замыкания

Назначением регулятора при внезапном снижении напряжения является восстановление напряжения до заданного значения (уставки) путем резкого увеличения напряжения возбуждения.

Короткое замыкание в этом отношении является наиболее наглядным случаем, поскольку напряжение снижается до $u \approx 0$, так что регулятор напряжения реагирует на такое сильное снижение напряжения на зажимах генератора наибольшим увеличением напряжения возбуждения.

Естественно, установить номинальное напряжение не удается, по крайней мере, при коротких замыканиях вблизи генератора. В этих режимах регулятор устанавливает максимальное напряжение возбуждения (потолочное) и поддерживает его в течение всего процесса короткого замыкания.

При расчетах процесса изменения во времени тока внезапного короткого замыкания мы исходили до сих пор из того, что напряжение возбуждения остается постоянным; мы получили, что при этом ток короткого замыкания затухает монотонно до установившегося значения. Однако, если регулятор увеличивает напряжение возбуждения, то ток короткого замыкания, начиная с определенного момента времени, будет возрастать.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Для определения постоянной времени, характеризующей переходный процесс, мы воспользуемся уравнением (58) из главы 6. Будем исходить из того, что короткое замыкание имеет место на зажимах машины. Тогда $u_q=0$; после ряда преобразований этого уравнения получаем

$$\frac{di_d}{dt} = \frac{1}{T_d'}\left(\frac{u_f}{x_d} - i_d\right). \tag{12}$$

Уравнение (12) имеет тот же вид, что и уравнение (6), поэтому его можно интегрировать графически тем же способом. Отметим, что при выводе обоих уравнений мы пренебрегли сверхпереходными составляющими.

Рассмотрим пример. Вычислим, используя уравнение (12), процесс изменения во времени тока машины при внезапном

трехфазном к. з. на ее зажимах, причем до момента короткого замыкания машина работала в режиме холостого хода. Параметры машины, системы возбуждения, а также ряд других исходных величин примем теми же, что и в предыдущем примере, т. е. при расчете кривых на рис. 8. Начальные значения токов $i_d'=3{,}33$ и $i_d''=5$ мы можем взять из кривых на рис. 1 главы 7, где рассмотрен аналогичный пример, но при постоянном напряжении возбуждения.

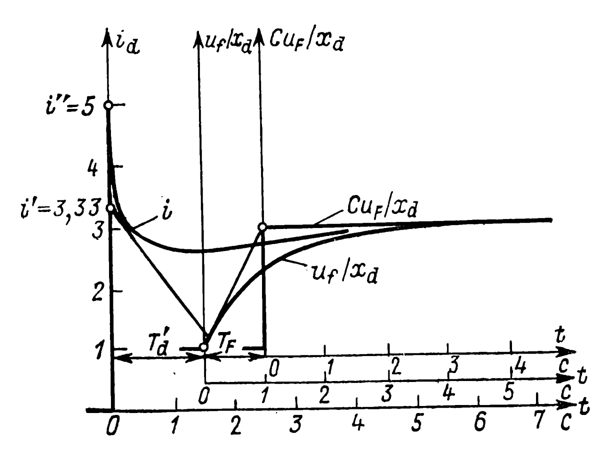


Рис. 10

Соответственно постоянные времени, определенные в этом примере, равны $T_d'=1{,}5$ с и $T_d''=0{,}05$ с. Значение напряжения в начале процесса (при $t=0$) определяется из режима холостого хода: $u_f=1$. Максимальное значение напряжения, обеспечиваемое системой возбуждения, примем, как и ранее, $Cu_F=3$.

Теперь у нас имеются все данные для расчета тока (рис. 10). Построение начнем с тока i', затем определим процесс изменения тока до установившегося значения при коротком замыкании. Общий ток определим методом наложения с учетом приращения сверхпереходной составляющей $(i''-i')e^{-t/T_d''}$, которая затухает с постоянной времени T_d''. Общий ток представлен на рис. 10. Оказывается, что хотя в первые моменты времени (при $t \leqslant 1{,}5$ с) ток при к. з. снижается, но в дальнейшем он возрастает до значения Cu_F/x_d; в рассматриваемом примере это $3I_N$. Отметим, что в условиях эксплуатации защита отключает короткие замыкания через 0,5—1 с, так что на практике такое возрастание тока не имеет места.

Увеличение напряжения возбуждения в процессе внезапного короткого замыкания весьма желательно, так как приводит к тому, что после отключения короткого замыкания напряжение на зажимах достигает номинального напряжения в более короткий промежуток времени. Если в режиме короткого замыкания продольные оси роторов (оси d) нескольких машин в системе изменили свое взаимное положение по сравнению с исходным, то при увеличении напряжения возбуждения они займут первоначальное положение также быстрее. Однако в случаях, когда короткое замыкание не отключается достаточно длительно, например, если не сработала защита, то повышение регулятором напряжения возбуждения опасно и специальные дополнительные защитные устройства должны предусматривать по возможности быстрое снижение напряжения возбуждения.

В предыдущем примере мы рассмотрели внезапное короткое замыкание машины, которая работала до момента короткого замыкания в режиме холостого хода. Если же машина до этого момента работала в режиме под нагрузкой, то ток i_d определяется точно так же, как показано на рис. 10. Процесс изменения составляющей тока по поперечной оси i_q от напряжения возбуждения не зависит; он может быть определен согласно изложенному в § 2 главы 7. Общий ток находим геометрическим суммированием продольной и поперечной составляющих.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ТЕПЛОВЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ НАГРУЗКИ

1. Тепловые нагрузки

Токи, возникающие при коротких замыканиях, вызывают значительный нагрев токоведущих частей электротехнических устройств. Их температура возрастает достаточно быстро и может достигать значений, недопустимых с точки зрения изоляции обмоток и материала проводника.

Поэтому путем выбора соответствующего сечения токоведущих частей и ограничения длительности режимов короткого замыкания необходимо предусмотреть, чтобы температуры не были выше допустимых.

Для определения тепловых нагрузок мы будем исходить из уравнения

$$\frac{d\vartheta}{dt}=\frac{I_k^2\left[1+\alpha\left(\vartheta-20\ ^\circ\mathrm{C}\right)\right]}{q^2c\rho\gamma}. \qquad (1)$$

Здесь ϑ — температура; t — время; I_k — действующее значение тока короткого замыкания; q — поперечное сечение; α — температурный коэффициент сопротивления проводника; c — удельная теплоемкость проводника; ρ — плотность проводника; γ — удельная проводимость проводника.

Это уравнение характеризует скорость нарастания температуры в проводнике в предположении, что теплоотдача в окружающую среду отсутствует. Температура окружающей среды принята нами равной 20° С.

Из уравнения (1) получаем

$$\int_0^t I_k^2 dt = q^2 c\rho\gamma \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \frac{d\vartheta}{1+\alpha(\vartheta - 20^\circ\,\mathrm{C})} = \frac{q^2 c\rho\gamma}{\alpha} \ln \frac{1+\alpha(\vartheta_2 - 20^\circ\,\mathrm{C})}{1+\alpha(\vartheta_1 - 20^\circ\,\mathrm{C})}. \quad (2)$$

Здесь ϑ_1, ϑ_2 — соответственно начальная и максимальная температуры.

Левая часть последнего уравнения соответствует тепловой нагрузке, вызванной током I_k за отрезок времени t, а правая — термостойкости проводника, зависящей от его физических свойств и допустимого превышения температуры. Исходя из действующего значения тока короткого замыкания I_k, который принимается постоянным на всем отрезке времени t короткого замыкания, получаем для сечения проводника следующее выражение:

$$q = \frac{I_k \sqrt{t}}{\sqrt{\dfrac{c\rho\gamma}{\alpha} \ln \dfrac{1+\alpha(\vartheta_2 - 20^\circ\,\mathrm{C})}{1+\alpha(\vartheta_1 - 20^\circ\,\mathrm{C})}}}. \quad (3)$$

Приводим физические постоянные (γ, α, ρ, c) меди и алюминия — металлов, наиболее часто применяемых в качестве проводников:

	Медь	Алюминий
Удельная проводимость γ при 20° С, См·м/мм² .	56,2	35,4
Температурный коэффициент α при 20° С, $К^{-1}$	0,00393	0,00403
Плотность ρ, г/см³	8,9	2,7
Удельная теплоемкость c, Дж/(г·К)	0,387	0,908

Указания по допустимым температурам ϑ_2 в соответствии с классом нагревостойкости изоляции обмотки содержатся в стандарте VDE.0103 *. Для медных и алюминиевых кабелей допустимые температуры находятся в пределах от 120 до 160° С, а для неизолированных проводов — до 200° С. В качестве начальной температуры ϑ_1 в формулы (2) и (3) следует

* В СССР эти данные содержатся в Электротехническом справочнике под ред. М. Г. Чиликина, т. I, М., Энергия, 1971 *(Прим. редактора перевода.)*

подставлять температуру, соответствующую номинальному режиму. Обычно ϑ_1 находится в пределах от 50 до 60° С.

На рис. 1 представлены номограммы, вычисленные по формуле (3) для медных кабелей, а на рис. 2 — для неизолированных алюминиевых проводов. Номограмма на рис. 1 вычислена при температурах $\vartheta_1 = 55°$ С и $\vartheta_2 = 140°$ С, а на рис. 2 — при температурах $\vartheta_1 = 50°$ С и $\vartheta_2 = 180°$ С.

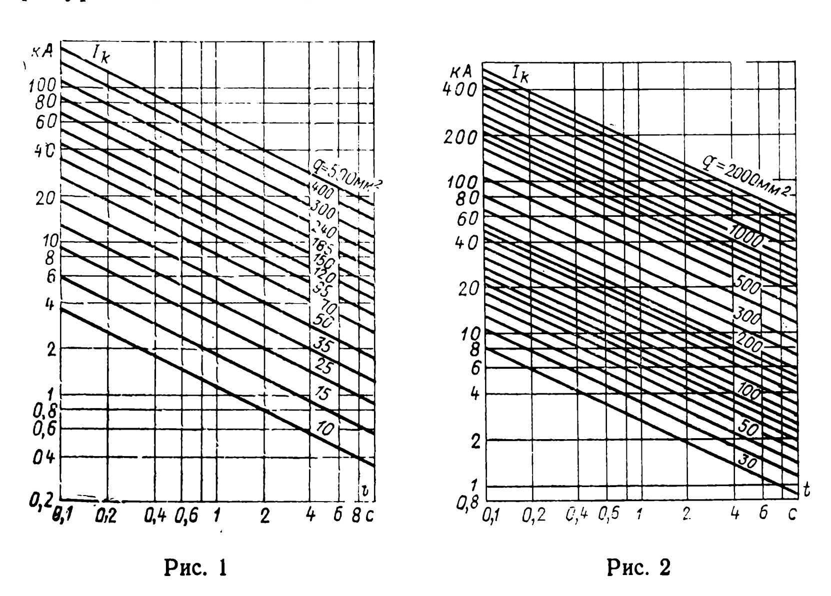


Рис. 1 Рис. 2

Необходимое сечение медных кабелей можно вычислить из соотношения

$$q \approx 9 I_k \sqrt{t}, \tag{4}$$

а неизолированных алюминиевых проводов — из соотношения

$$q \approx 11{,}2 I_k \sqrt{t}. \tag{5}$$

Соотношения (4) и (5) справедливы при тех же значениях температуры ϑ_1 и ϑ_2, что и соответствующие им номограммы на рис. 1 и 2; в эти соотношения I_k следует подставлять в килоамперах, а t — в секундах; сечение q получается в мм².

Для определения термостойкости проводов можно ввести понятие о кратковременной номинальной плотности тока. Ее выражают в А/мм². Под плотностью тока δ_{th} понимают такую плотность тока, которую без повреждения выдерживает проводник в течение $t = 1$ с.

Например, кратковременная номинальная плотность тока медных кабелей в соответствии с номограммой на рис. 1 и уравнением (4) составляет $\delta_{th}=111$ А/мм², а неизолированных алюминиевых проводов в соответствии с номограммой на рис. 2 и уравнением (5) $\delta_{th}=89$ А/мм². Если длительность короткого замыкания не равна одной секунде ($t\neq 1$ с), эти значения плотности тока должны быть разделены на $\sqrt{t}$.

Например, если длительность короткого замыкания составляет $t=0{,}5$ с, а эквивалентное действующее значение тока ко-

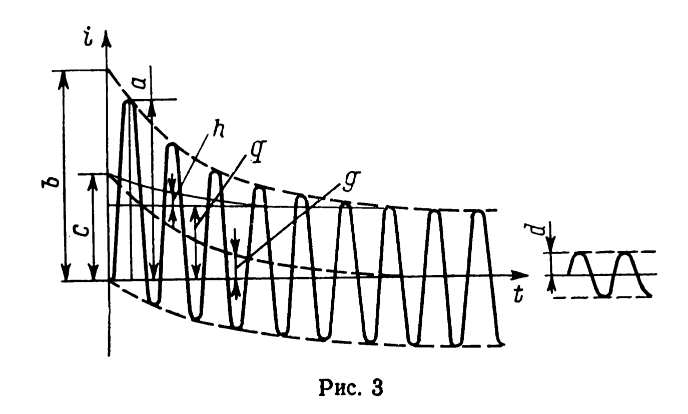


Рис. 3

роткого замыкания $I_k=20$ кА, то при $\delta_{th}=110$ А/мм² требуется сечение медного кабеля, не меньшее

$$q=\frac{20\,000}{110}\sqrt{\frac{0{,}5}{1}}=129 \text{ мм}^2.$$

У многих электротехнических устройств, например у электрических машин, трансформаторов, выключателей и реактивных катушек (дросселей), термостойкость определяют по допустимому номинальному кратковременному току I_{th}, т. е. по односекундному току, выраженному непосредственно в килоамперах или амперах. Если длительность короткого замыкания $t\neq 1$ с, то здесь также значения следует разделить на $\sqrt{t}$.

Например, выключатель при $I_k=20$ кА и $t=0{,}5$ с должен быть выбран исходя из номинального кратковременного тока $I_{th}=20\sqrt{0{,}5}=14{,}1$ кА.

Выше мы исходили из того, что действующее значение тока короткого замыкания I_k остается постоянным в течение всего режима внезапного короткого замыкания. Однако практически это имеет место лишь в случае, если полное сопротивление участка между генератором и точкой короткого замыкания в сети

во много раз больше, чем полные сопротивления, характеризующие генератор при коротком замыкании. В иных случаях ток внезапного короткого замыкания затухает по экспоненциальной кривой в течение времени t (рис. 3). На рисунке: a — ток внезапного короткого замыкания при $t=0$; $b/(2\sqrt{2})$ — периодическая составляющая тока внезапного к. з. при $t\approx 0$; c — апериодическая составляющая тока внезапного к. з. при $t=0$; $d/\sqrt{2}$ — установившийся ток внезапного к. з.; g — кривая апериодической составляющей; h — кривая быстро затухающей периодической составляющей; q — кривая медленно затухающей периодической составляющей.

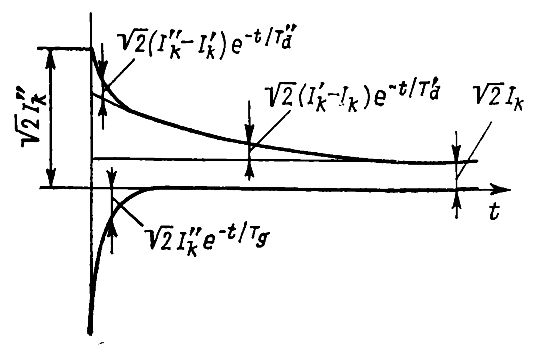


Рис. 4

Для определения значений тока внезапного короткого замыкания в различные моменты времени может быть записано следующее уравнение:

$$i_k(t)=\sqrt{2}\left[\left(I''_k-I'_k\right)e^{-t/T''_d}\cos\omega t+\left(I'_k-I_k\right)e^{-t/T'_d}\times\right.$$
$$\left.\times\cos\omega t+I_k\cos\omega t-I''_k e^{-t/T_g}\right]. \qquad (6)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (6) соответствует колебательной составляющей тока, затухающей достаточно быстро с постоянной времени T_d'', а второе — также колебательной составляющей, но затухающей значительно медленнее с постоянной времени T_d'. Третье слагаемое соответствует установившемуся току короткого замыкания, а последнее — апериодической составляющей.

Постоянная времени T_d'' — это величина порядка 0,05 с, постоянная времени $T_d'\approx 1\div 4$ с, а постоянная $T_g\approx 0{,}1$ с.

На рис. 4 представлены в виде огибающих отдельные составляющие тока внезапного короткого замыкания. Там же приведены и соответствующие расчетные выражения.

Для определения тепловых нагрузок, вызванных затухающим током внезапного короткого замыкания, подставим вместо I_k выражение (6) для $i_k(t)$ в уравнение (2) и проинтегрируем его по t. После пренебрежения членами, содержащими ω, которые получаются при интегрировании и не влияют на результат, получаем

$$\int_0^t i_k^2\,dt = (I_k''-I_k')^2\frac{T_d''}{2}\left(1-e^{-2t/T_d''}\right)+(I_k'-I_k)^2\frac{T_d'}{2}\left(1-e^{-2t/T_d'}\right)+$$
$$+I_k''^2T_g\left(1-e^{-2t/T_g}\right)+I_k^2t+(I_k''-I_k')\,I_k\cdot 2T_d''\left(1-e^{-t/T_d''}\right)+$$
$$+(I_k'-I_k)\,I_k\cdot 2T_d'\left(1-e^{-t/T_d'}\right)+(I_k''-I_k')\,(I_k'-I_k)\cdot 2T_d\left(1-e^{-t/T_d}\right), \qquad (7)$$

где $T_d=T_d''T_d'/(T_d''+T_d')$.

Для практического использования и для упрощения расчетов можно в уравнение (7) подставить ряд численных значений I_k/I_k'' и I_k'/I_k'' с соответствующими им постоянными времени и полученные результаты представить в виде номограммы (рис. 5). Верхняя часть номограммы характеризует влияние на тепловую нагрузку апериодической составляющей, а нижняя — колебательной. Из рис. 5 можно определить безразмерные коэффициенты, зависящие от длительности режима внезапного короткого замыкания и значений тока. Тогда усредненное действующее значение тока внезапного короткого замыкания, которое эквивалентно по потерям и тепловой нагрузке действительному току, изменяющемуся во времени, может быть определено в виде

$$I_k=I_k''\sqrt{m+n}. \qquad (8)$$

Влияние апериодической составляющей учитывается параметром $\varkappa$. Он вычисляется исходя из отношения мгновенных значений токов, определяемых при $t=0$: результирующего тока внезапного короткого замыкания и его колебательной составляющей (рис. 3):

$$\varkappa=\frac{\hat{I}_s}{\sqrt{2}\,I_k''}. \qquad (9)$$

Так как изменение согласно (6) тока короткого замыкания за счет апериодической составляющей ограничено весьма малым отрезком времени после начала процесса короткого замыкания, то коэффициент m при малых длительностях короткого замыкания больше. Коэффициент n, зависящий от отношения начального значения (при $t=0$) периодической составляющей тока I_k'' к установившемуся току I_k, тем меньше, чем быстрее

затухает колебательная составляющая, а также чем больше длительность процесса короткого замыкания.

Наибольшие значения отношения I_k'' к I_k имеют место при коротких замыканиях вблизи генератора. Если короткое замы-

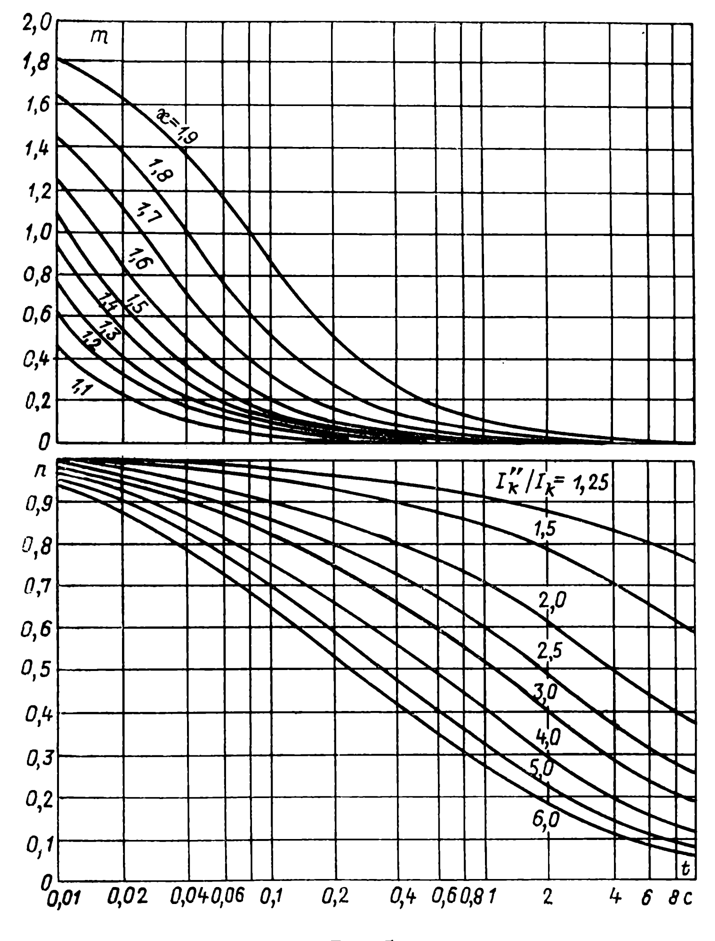


Рис. 5

кание произошло на достаточном удалении от генератора, то $I_k''/I_k \approx 1$, а $n=1$; если при этом пренебречь влиянием апериодической составляющей, то получим случай, когда ток короткого замыкания остается постоянным в течение времени t.

Рассмотрим пример. Предположим, что при коротком замыкании в сети получены следующие значения токов: $\hat{I}_s = 50$ кА,

$I_k''=20$ кА, $I_k=4$ кА; длительность короткого замыкания 0,5 с. Определим усредненное действующее значение I_k тока короткого замыкания, необходимое для расчета термостойкости.

Из формулы (9) получаем $\varkappa=50/(\sqrt{2}\cdot 20)=1{,}77$, а $I_k''/I_k=20/4=5$. Из кривых на рис. 5 для $t=0{,}5$ с определяем $m=0{,}1$ и $n=0{,}44$. Усредненное действующее значение тока по формуле (8)

$$I_k=20\sqrt{0{,}1+0{,}44}=14{,}7 \text{ кА}.$$

Если длительность процесса короткого замыкания ограничена временем 0,1 с, то коэффициенты m и n из кривых на рис. 5 равны: $m=0{,}45$; $n=0{,}69$. Значение тока

$$I_k=20\sqrt{0{,}45+0{,}69}=21{,}4 \text{ кА}.$$

Отметим, что несмотря на увеличение тока I_k за счет более сильного влияния апериодической составляющей, а также периодической составляющей в сверхпереходном процессе, тепловая нагрузка при сокращении длительности процесса в пять раз уменьшается примерно лишь вдвое.

2. Механические нагрузки

Если проводник, по которому протекает электрический ток, находится в магнитном поле, то на него действуют силы, стремящиеся так деформировать электрическую цепь, что охватывающий этот проводник магнитный поток усиливается. При коротких замыканиях с их большими токами вследствие этого возникают сильные механические нагрузки на оборудование и его крепления, на которые они должны специально рассчитываться. Для этого необходимы соответствующие опыты в испытательных лабораториях больших мощностей, которые в большинстве случаев обходятся весьма дорого. Поэтому большое значение придается предварительным расчетам механических воздействий коротких замыканий. Эти расчеты состоят из двух частных задач, а именно определения электромагнитных сил, которыми проводники с протекающим по ним током воздействуют на соседние проводники, по которым также течет ток, и расчета механической нагрузки при изменяющихся во времени линейных силовых нагрузках короткой продолжительности.

Даже в простых случаях могут возникать сложные в аналитическом отношении проблемы, так что исследователи и расчетчики обычно стремятся обойтись прикидочными оценками и приближенными расчетами, которые простым путем вели бы к надежным результатам. Это делается как в случае прямых

проводников, входящих в состав коммутационных аппаратов и распределительных устройств, которые ниже будут служить в качестве примера, так и в случае обмоток и катушек машин и трансформаторов, на которых подробно здесь останавливаться не будем ввиду многочисленных дополнительных проблем из-за сложности конструктивного исполнения указанных устройств и их непосредственного соседства с магнитными материалами, имеющими магнитные проницаемости $\mu_r > 1$.

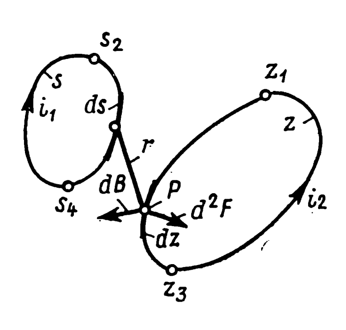


Рис. 6

а. **Электромагнитные силы.** Электромагнитные силы между двумя проводниками, по которым протекает ток, могут рассчитываться двумя путями, а именно:

1) по изменению магнитной энергии при вертикальном сдвиге проводника, для которого рассчитывается действующая на него сила;

2) по вектору индукции магнитного поля в месте расположения проводника, для которого рассчитывается действующая на него сила, и току, протекающему по проводнику в том же месте.

Предпочтение обычно отдается второму методу, так как при этом не надо пользоваться сложными формулами для индуктивности систем проводников различной конфигурации, а можно, наоборот, составлять, исходя из линейных проводников, любые системы.

На рис. 6 создаваемая током i_1 в проводнике $d\mathbf{s}$ магнитная индукция в точке P

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 \frac{d\mathbf{s} \times \mathbf{r}}{r^3}, \tag{10}$$

где $\mu_0 = 4 \cdot 10^{-7}$ В·с/(А·м) — магнитная постоянная (абсолютная магнитная проницаемость), а для составляющей электромагнитной силы $d^2\mathbf{F}$ справедливо

$$d^2\mathbf{F} = i_2 d\mathbf{z} \cdot d\mathbf{B} \tag{11}$$

или

$$d^2\mathbf{F} = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \frac{d\mathbf{z} \cdot (d\mathbf{s} \cdot \mathbf{r})}{r^3}. \tag{12}$$

В соответствии с этим на проводник $z_1 z_3$ оказывает воздействие проводник $s_2 s_4$ с силой

$$\mathbf{F} = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \int_{z_1}^{z_3} \int_{s_2}^{s_4} \frac{d\mathbf{z} \cdot (d\mathbf{s} \cdot \mathbf{r})}{r^3}. \tag{13}$$

В случае сложных конфигураций систем проводников целесообразно подразделять токопроводы на отрезки $\Delta\mathbf{s}$ и $\Delta\mathbf{z}$, затем определять результирующую индукцию **B** для каждого элемента $\Delta\mathbf{z}$, после чего рассчитываются составляющие силы $\Delta\mathbf{F}$. В особенности для прямых, произвольно расположенных в пространстве линейных проводников, можно с помощью уравнения (13) выводить достаточно точные формулы. Наиболее важные виды расположения проводников в аппаратах и сборных шинах, а именно параллельные проводники и проводники с изгибом под прямым углом, представляют собой специальные случаи и рассматриваются подробно ниже.

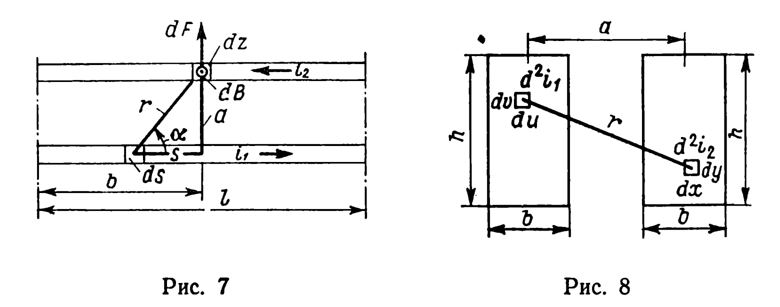


Рис. 7 Рис. 8

Параллельные проводники. С углом α между $d\mathbf{s}$ и $\mathbf{r}$ (рис. 7) из уравнения (10) следует

$$|\mathbf{B}| = B = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{i_1}{a}\left[\frac{b}{\sqrt{b^2+a^2}} + \frac{l-b}{\sqrt{(l-b)^2+a^2}}\right].$$

Для $l \gg a$, что часто соответствует действительности, выражение в скобках имеет значение, равное 2, так что в этом случае будет

$$|\mathbf{B}| = B = \frac{\mu_0}{2\pi}\cdot\frac{i_1}{a}.$$

B направлен перпендикулярно dz. Поэтому на элемент длины длинного линейного проводника в соответствии с уравнением (11) действует сила

$$d\mathbf{F} = \frac{\mu_0}{2\pi} i_1 i_2 \frac{dz}{a}. \qquad (14)$$

При разных направлениях токов оба проводника взаимно отталкиваются, а при одинаковых направлениях токов — притягиваются.

В качестве линейных проводников могут рассматриваться все проводники, размеры поперечных сечений которых малы по сравнению с расстоянием a между их центрами тяжести.

Если это условие нарушается, то в уравнение (14) вместо общих токов i_1 и i_2 подставляются нити тока $d^2i_1 = i_1[dudv/(bh)]$ и $d^2i_2 = i_2[dxdy/(bh)]$ с их расстояниями r (рис. 8) и проводится необходимое при этом четырехкратное интегрирование. По отношению к $d\mathbf{F}$ с расстоянием между центрами тяжести a получается сила, измененная в k раз (рис. 9), т. е. вместо a в уравнение (14) надо вводить эффективное расстояние между проводниками



$$a_t = a/k. \tag{15}$$

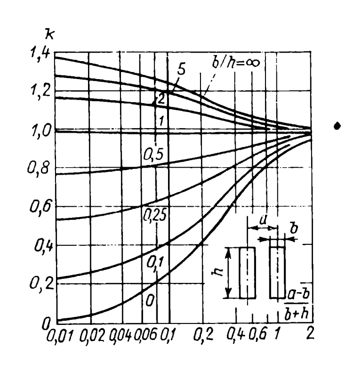


Рис. 9

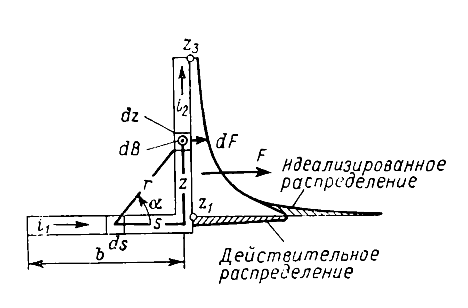


Рис. 10

Для круглых и кольцевых поперечных сечений $k = 1$.

Проводники с изгибом под прямым углом. Аналогично случаю с параллельными проводниками в изображенном на рис. 10 примере индукция магнитного поля в месте расположения проводника dz

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 \frac{b}{\sqrt{b^2 + z^2}} .$$

Согласно этому на dz действует сила

$$d\mathbf{F} = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \frac{b}{z\sqrt{b^2 + z^2}} dz,$$

так что для стороны $z_1 z_3$ прямого угла общая результирующая сила будет

$$|\mathbf{F}| = F = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1 i_2 \ln \frac{z_3}{z_1} \cdot \frac{b + \sqrt{b^2 + z_1^2}}{b + \sqrt{b^2 + z_3^2}} . \tag{16}$$

В уравнении (16) z_1 не должно быть равно нулю, так как поперечное сечение проводника также не равно нулю, а сила F при этом стала бы бесконечно большой. Приближенно верным яв-

ляется условие $z_1 = g_{11}$. Через g_{11} обозначается среднее геометрическое расстояние поперечного сечения от самого себя, которое для круглых поперечных сечений составляет $g_{11} \approx 0{,}39$; для тонких труб $g_{11} \approx 0{,}5$ и для прямоугольных поперечных сечений $g_{11} \approx 0{,}224\ (b+h)$. При этом d — диаметр круглых или кольцевых поперечных сечений; b — толщина и h — высота прямоугольных поперечных сечений.

б. **Механический расчет.** *Жесткие на изгиб проводники.* Наиболее важным видом силы является сила, действующая между параллельными проводниками, которая согласно уравнению (14) представляет собой линейную силовую нагрузку, равномерно распределенную по длине проводника l. Ее результирующая может при наибольшем мгновенном значении тока, т. е. токе ударного короткого замыкания $\hat{I}_s$, в наиболее неблагоприятном моменте коммутации достигать следующих значений: в двухфазных электрических цепях ($p=2$)

$$F_p = F_2 = 0{,}2\hat{I}_{s2}^2 \frac{l}{a_t}; \tag{17а}$$

в системах трехфазного тока ($p=3$) с учетом сдвига фаз

$$F_p = F_3 = 0{,}173\hat{I}_s^2 \frac{l}{a_t}. \tag{17б}$$

При вычислении по уравнениям (17а) и (17б) силы F_p получаются в ньютонах (1 Н = 1 Вт·с/м), если токи ударных коротких замыканий подставляются в килоамперах, а расстояния l и a_t — в метрах.

Если при этом определяются только изгибные напряжения σ в проводниках и силы реакции опоры F_d для изоляторов, то результат еще не будет надежным, поскольку как сами проводники, так и изоляторы с их опорными конструкциями совершают во время короткого замыкания механические колебания. Известно, однако, что эти колебания сильно демпфируются, когда шины переходят из упругого состояния в пластическое. Это имеет место начиная приблизительно с половины допустимого при коротком замыкании напряжения проводников $\sigma_{доп} = 1{,}5\ \sigma_{0,2}$, где $\sigma_{0,2}$ — минимальное значение предела текучести. Следовательно, простые и надежные оценки получаются при умножении рассчитанных по уравнениям (17а) и (17б) изгибных напряжений и сил реакции на частотные коэффициенты $v_\sigma = v_F$, а именно

$$\text{при} \quad \sigma < 0{,}8\sigma_{0,2} \quad \text{на} \quad v_\sigma = v_F = 0{,}8\sigma_{0,2}/\sigma;$$

$$\text{при} \quad \sigma \geqslant 0{,}8\sigma_{0,2} \quad \text{на} \quad v_\sigma = v_F = 1.$$

Для более точного расчета с целью избежания неэкономичных конструктивных размеров необходимо рассмотреть колеблющийся стержень, работающий на изгиб под действием изменяющейся во времени электродинамической силы

$$F(t) = \alpha_1 + \alpha_2 e^{-2t/\tau} + \alpha_3 e^{-t/\tau} \cos 2\pi f t + \alpha_4 \cos 2 \cdot 2\pi f t. \qquad (18)$$

Частота, равная двойной частоте сети $2f$, возбуждает колебания, которые при собственных частотах проводника (провода) $f_{0i} \gg 2f$ не изменяют нагрузки в соответствии с уравнениями (17а) и (17б), а при резонансе ($f_{0i} \approx 2f$) увеличивают электродинамические силы в упругих шинах вплоть до пятикратного значения. При $f_{0i} \ll 2f$ электродинамические силы проявляют свое действие лишь в ослабленном виде.

Если изоляторы и их опорные конструкции можно считать жесткими в сравнении с токоведущими шинами, то система проводников имеет только основную частоту

$$f_{01} = \frac{\gamma}{l^2} \sqrt{\frac{EJ}{m'}}. \qquad (19)$$

Здесь γ — коэффициент колебаний (табл. 1), м; l — расстояние между точками опоры, м; E — модуль упругости материала шин, Па, причем 1 Па = 1 Н/м^2; J — момент инерции поперечного сечения шины, м^4; m' — масса проводника, отнесенная к его длине, кг/м.

Таблица 1

Коэффициенты точки опоры α, проводника β и колебаний γ для одно- и многопролетных балок

Балка и ее крепление		α	β	γ
Однопролетная	опертая с обеих сторон	0,5	1,0	1,57
	заделанная опертая	0,625 0,375	0,73	2,46
	заделанная с обеих сторон	0,5	0,50	3,57
n-пролетная опертая	$n = 2$	0,375 (снаружи) 1,25 (внутри)	Концевой пролет 0,73;	2,46
	$n > 2$	0,5 (снаружи) 1,0 (внутри)	внутренние пролеты 0,5	3,57

В зависимости от типа балки и ее крепления реакция точки опоры

$$F_{dp} = v_{Fp} \alpha F_p, \tag{20}$$

а механическая нагрузка проводника

$$\sigma_p = v_{\sigma p} \beta \frac{F_p l}{8W}. \tag{21}$$

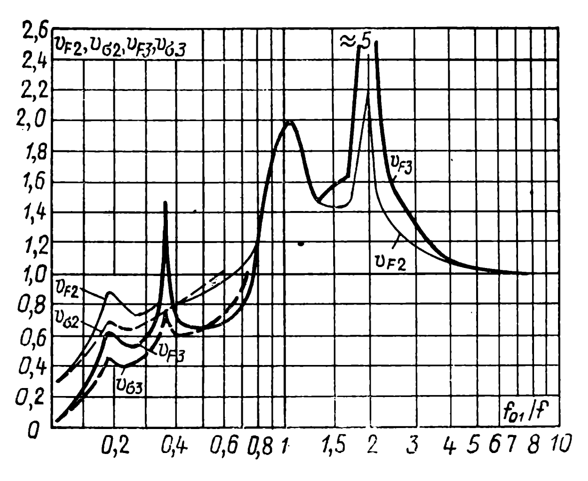


Рис. 11

В уравнениях (20) и (21) индекс p указывает на двухфазное ($p=2$) или трехфазное ($p=3$) короткое замыкание; коэффициенты α и β — по табл. 1; F_p — рассчитанная по уравнениям (17а) и (17б) сила между параллельными проводниками; l — расстояние между точками опоры; W — момент сопротивления; v_{Fp} — частотный коэффициент по рис. 11; $v_{\sigma p}$ — частотный коэффициент для изгибного напряжения по рис. 11.

На рис. 11 приведены кривые зависимости частотного коэффициента v_{Fp} для силы реакции и $v_{\sigma p}$ для изгибного напряжения от отношения частот f_{01}/f для шин с жесткими опорами при двухфазном ($p=2$) и трехфазном ($p=3$) коротком замыкании. Кривые $v_{\sigma p}$ прекращаются при $v_{\sigma 2}=1$ и $v_{\sigma 3}=1$, так как допустимые нагрузки не превышаются также и при резонансе.

Если токоведущая шина представляет собой пакет шин, то необходимо с помощью уравнения (21) дополнительно определить напряжения, вызываемые силами между элементарными проводниками, и приплюсовать их к нагрузке, рассчитанной для сплошной шины. Так как напряжения в элементарных провод-

никах сами по себе не должны превышать $\sigma_{0,2}$, между точками опоры пакетов шин в большинстве случаев необходимо дополнительно предусматривать крепление элементарных проводников.

Пример. На рис. 12 показаны соединительные линии длиной 18 м между двумя блоками электростанции на 10,5 кВ и 6300 А, выполненные из труб 368×8 AlMgSi0,5F22. Они опи-

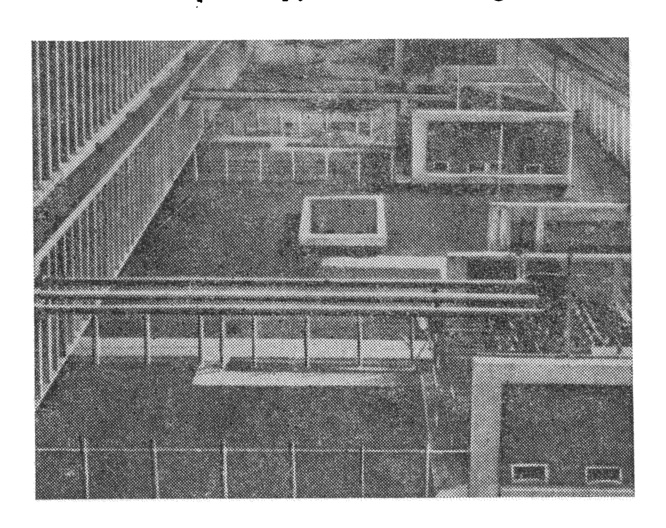


Рис. 12

раются с обеих сторон на предполагаемые жесткими проходные и опорные изоляторы. При расстоянии между проводниками $a=1{,}4$ м они должны выдерживать токи ударных коротких замыканий $\hat{I}_{s3}=125$ кА и $\hat{I}_{s2}=108$ кА.

Параметры трубы следующие: масса, отнесенная к длине, $m'=24{,}4$ кг/м; момент инерции поперечного сечения $J=1{,}466\cdot10^{-4}$ м^4; момент сопротивления $W=0{,}797\cdot10^{-3}$ м^3; модуль упругости $E=7\cdot10^{10}$ Н/м^2; предел текучести $\sigma_{0,2}=106$ Н/мм^2; допустимая нагрузка $\sigma_{доп}=1{,}5\ \sigma_{0,2}=240$ Н/мм^2$=240\cdot10^6$ Н/м^2.

Вычисление по уравнениям (17а) и (17б) дает $F_2=30$ кН и $F_3=34{,}6$ кН. При $\beta=1{,}0$ (табл. 1), полагая $v_{\sigma2}=v_{\sigma3}=1$, из уравнения (21) получаем

$$\sigma_2=1\cdot1\cdot\frac{30\cdot10^3\cdot18}{8\cdot0{,}797\cdot10^{-3}}=85\cdot10^6\ \text{Н/м}^2=85\ \text{Н/мм}^2;$$

$$\sigma_3=1\cdot1\cdot\frac{34{,}6\cdot10^3\cdot18}{8\cdot0{,}797\cdot10^{-3}}=98\cdot10^6\ \text{Н/м}^2=9{,}8\ \text{кН/см}^2.$$

Силы реакции опоры в соответствии с замечаниями относительно демпфирования колебаний могли бы, следовательно, согласно уравнению (20) при $\alpha=0{,}5$ (табл. 1) составлять максимально

$$F_{d2}=0{,}8\,\frac{\sigma_{0,2}}{\sigma_2}\,\alpha F_2=0{,}8\cdot\frac{160}{85}\cdot 0{,}5\cdot 30=22{,}6\ \text{кН};$$

$$F_{d3}=0{,}8\,\frac{\sigma_{0,2}}{\sigma_3}\,\alpha F_3=0{,}8\cdot\frac{160}{98}\cdot 0{,}5\cdot 34{,}6=22{,}6\ \text{кН}.$$

Однако ввиду того, что согласно уравнению (19)

$$f_{01}=\frac{1{,}57}{18^2}\sqrt{7\cdot 10^{10}\cdot 1{,}466\cdot 10^{-4}\cdot\frac{1}{24{,}4}}=\frac{1{,}57}{18^2}\times$$

$$\times\sqrt{\frac{7\cdot 1{,}466\cdot 10^6}{24{,}4}}=3{,}16\ \text{Гц},$$

из рис. 11 для $f_{01}/f=3{,}16/50=0{,}063$ можно уточнить значения $v_{\sigma 2}$ и $v_{\sigma 3}$; имеем $v_{F2}=0{,}37$; $v_{\sigma 2}=0{,}35$; $v_{F3}=0{,}14$; $v_{\sigma 3}=0{,}12$ *.

Отсюда видно, что в выбранном примере двухфазное короткое замыкание оказывает более сильное действие. В соответствии с этим из уравнения (21) окончательно получим

$$\sigma_2=0{,}35\cdot 1\cdot\frac{30\cdot 10^3\cdot 18}{8\cdot 0{,}797\cdot 10^{-3}}=29{,}6\cdot 10^6\ \text{Н/м}^2<(\sigma_{\text{доп}}=240\cdot 10^6\ \text{Н/м}^2).$$

Согласно уравнению (20) на проходные и опорные изоляторы действует сила

$$F_{d2}=0{,}37\cdot 0{,}5\cdot 30=5{,}55\ \text{кН}.$$

Многопроволочные провода. Находящиеся под действием растягивающих усилий гибкие многопроволочные провода (тросы) реагируют на электродинамические силы отклонением в направлении действующих на них сил и увеличением натяжения тросов. Вследствие этого при коротком замыкании расстояния между изоляцией проводов могут временно уменьшаться, а на оттяжки и опорные крепления (зажимы, изоляторы) могут действовать дополнительные нагрузки. В распределительных устройствах узлов питания сетей электродинамические силы для этого достаточно велики, а продолжительность коротких замыканий также достаточно велика для значительной раскачки тросов с небольшим провисанием. Провода воздушной линии в противоположность этому менее подвержены этой

* Эти значения, полученные из рис. 11, весьма приближенны. *(Прим. редактора перевода.)*

опасности, так как на них ввиду полных сопротивлений проводов и больших расстояний между ними электродинамические силы значительно меньше, а при большом провисании движение проводов дополнительно замедляется, так что время короткого замыкания и электродинамические силы могут обусловливать лишь небольшую раскачку тросов. Поэтому более тщательного рассмотрения требует типичное для распредели-

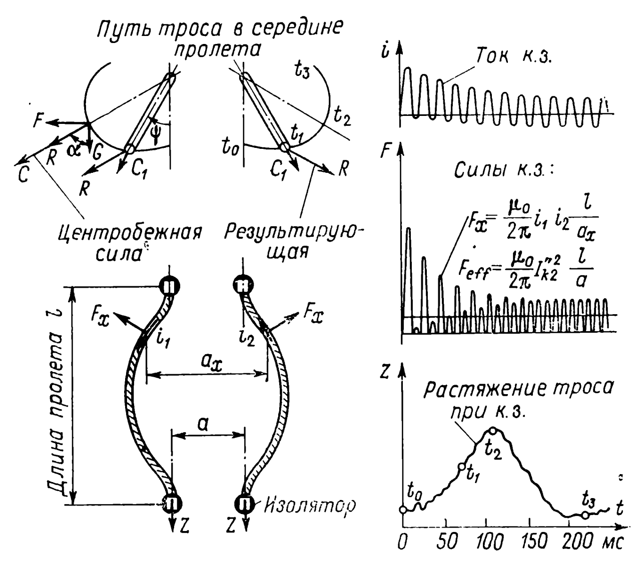


Рис. 13

тельных устройств горизонтальное расположение параллельных многопроволочных проводов в одной плоскости без смягчающего влияния минимальной продолжительности коротких замыканий.

На рис. 13 электродинамические силы F во взаимодействии с силами тяжести тросов образуют результирующие силы R, в направлении которых стремятся переместиться оба троса, так что возникают движения качания. Если условно заменять трос, натянутый по длине пролета l, простым незатухающим эквивалентным маятником постоянной длины на середине пролета, то будет очевидно, что при переходе через нулевое положение кроме результирующей силы R действие оказывает также амплитуда центробежной силы $C=1{,}67(R-G)$ и маятник мог бы в общей сложности достигать угла размаха $2\alpha=2\,\mathrm{arctg}\,F/G$. В действительности процессы движения являются значительно более сложными, так как не только в плоскости провисания

тросов действуют дополнительные электродинамические силы, но и при определенных условиях само провисание изменяется, а центробежная сила распределяется по длине троса пропорционально провисанию. Из экспериментов известно, что действительным условиям больше соответствует возможный угол отклонения 1,6 α, а также что обратное отклонение троса после окончания протекания тока составляет приблизительно 70% предшествующего отклонения и в расчет следует принимать повышение действующей на трос силы от G до

$$D = 3R - 2G. \tag{22}$$

До тех пор пока вследствие движений троса не будет достигнута сила D, пройдет длительное время по сравнению со временем колебания периодических составляющих электродинамической силы в соответствии с уравнением (18). Поэтому эти периодические составляющие не оказывают почти никакого влияния, так что в уравнении (14) произведение токов $i_1 i_2$ можно приравнять к $I_{k2}''^2$. Таким образом основная причина появления силы D, действующей при коротком замыкании на трос, заключается исходя из того, что

$$R = \sqrt{F_{\text{эфф}}^2 + G^2}, \tag{23}$$

в эффективной электродинамической силе

$$F_{\text{эфф}} = 0{,}2 I_{k2}''^2 l/a. \tag{24}$$

При вычислении по уравнению (24) электродинамическая сила выражается в ньютонах, если подставлять начальный ток двухфазного короткого замыкания $I_k''^2$ в килоамперах. Простым доказательством превалирующего влияния эффективной электродинамической силы является то, что при трехфазном коротком замыкании не только интегрирование уравнения (18) для всего периода колебания дает приближенно нулевой результат, но при эксперименте средний трос системы, расположенной в одной плоскости, почти не совершает движений и в нем не наблюдается растяжений, вызванных коротким замыканием.

При пренебрежении термическим изменением длины троса сила D приводит к тому, что ввиду упругости тросов (модуль упругости E, поперечное сечение q) и наличия натяжных устройств (коэффициент жесткости s) происходит упругое изменение длины натянутого с усилием L_0 троса, составляющее

$$L - L_0 = (Z - Z_0)\left(\frac{l}{Eq} + \frac{1}{s}\right). \tag{25}$$

Подставив в левую часть этого так называемого уравнения состояния приближенные выражения для длины троса

$$L \approx l + \frac{l}{24\,(Z/D)^2} \quad \text{и} \quad L \approx l + \frac{l}{24\,(Z_0/G)^2},$$

получим для растягивающего усилия на тросе Z при коротком замыкании соотношение

$$Z^3 + \left(\frac{G^2}{24Z_0^2}\cdot\frac{1}{\frac{1}{sl}+\frac{1}{Eq}} - Z_0\right)Z^2 - \frac{D^2}{24}\cdot\frac{1}{\frac{1}{sl}+\frac{1}{Eq}} = 0. \qquad (26)$$

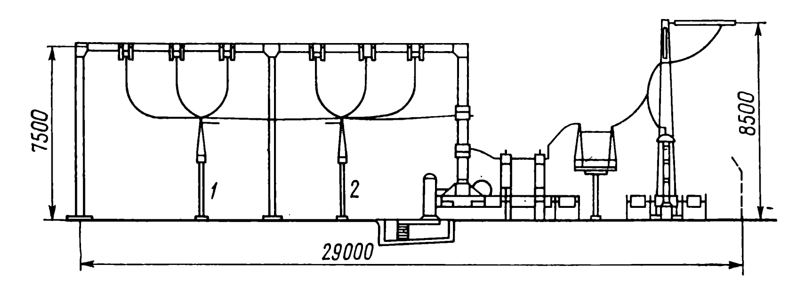


Рис. 14

Если в случае расщепленных проводов путем выдерживания определенного расстояния между проводами и установки распорок обеспечивается, что при коротком замыкании элементарные проводники эффективно соударяются, то здесь также справедливо уравнение (26). Кроме того, расщепленные провода могут испытывать значительное растяжение при коротком замыкании, за исключением другого экстремального случая, когда распорки следуют друг за другом очень часто.

Пример. В часто встречающихся распределительных устройствах наружной установки на напряжение 110 кВ с последовательным размещением разъединителей (рис. 14) между шинными разъединителями *1* и *2* натянуты алюминиевые тросы поперечным сечением 300 мм² с усилителем натяжения $Z_0 = 400$ Н при длине пролета $l = 6{,}5$ м и расстоянии между проводами $a = 1{,}4$ м. Мощность отключения сети составляет 5 ГВ·А и, следовательно, при двухфазном коротком замыкании может быть $I''_{k2} = \frac{5\cdot 10^3}{2\cdot 110} = 22{,}7$ кА. Пусть провод имеет параметры: массу $m = 5{,}4$ кг; силу тяжести $G = 5{,}4\cdot 9{,}81 = 53$ Н; поперечное сечение 3 см²; модуль упругости $E = 5{,}4\cdot 10^{10}$ Н/м².

Коэффициент жесткости разъединителя $s = 10^5$ Н/м.

Из уравнения (24) получаем эффективную электродинамическую силу

$$F_{эфф}=0{,}2\cdot(22{,}7)^2\cdot 6{,}5/1{,}4=479\ \text{Н}.$$

Результирующую электродинамической силы и силы тяжести троса получаем из уравнения (23):

$$R=\sqrt{479^2+53^2}=482\ \text{Н},$$

а сила, действующая на трос при коротком замыкании, определяется по уравнению (22):

$$D=3\cdot 482-2\cdot 53=1340\ \text{Н}.$$

Растягивающая сила на тросе при коротком замыкании подсчитывается согласно уравнению (26):

$$Z^3+\left(\frac{53^2}{24\cdot 400^2}\cdot\frac{1}{\frac{1}{6{,}5\cdot 10^5}+\frac{1}{5{,}4\cdot 10^6\cdot 3}}-400\right)Z^2-$$

$$-\frac{1340^2}{24}\cdot\frac{1}{\frac{1}{6{,}5\cdot 10^5}+\frac{1}{5{,}4\cdot 10^6\cdot 3}}=0$$

и составляет $Z=3580$ Н.

Следовательно, при коротком замыкании внешняя механическая нагрузка на разъединители в 9 раз выше, чем в нормальном режиме работы.

РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ
ВЛИЯНИЕ ИНЕРЦИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ МАСС

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ
ПУСК ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Скорость вращения двигателей как постоянного, так и переменного тока при подключении их к распределительной сети, напряжение которой поддерживается постоянным, достигает своего установившегося значения не сразу, а лишь через определенный промежуток времени. Обычно ускорение двигателей при пуске даже искусственно уменьшают, чтобы ограничить потребляемую ими из сети мощность и пусковой ток.

Во время пуска двигателя возникают два накладывающихся друг на друга переходных процесса. Включение обмоток двигателя служит причиной электромагнитного переходного процесса, который сводится в основном к появлению свободного затухающего тока. В двигателях постоянного тока эти процессы обусловливают появление тока возбуждения и тока в якорной обмотке, которые возрастают по экспоненциальному закону; в многофазных двигателях переменного тока переходные процессы создают затухающее неподвижное магнитное поле, накладывающееся на вращающееся поле. Отметим, что у асинхронных двигателей с малым временем пуска электромагнитные переходные процессы в обмотке ротора могут привести при пуске к качаниям.

Одновременно с электромагнитным переходным процессом происходит механический процесс разгона ротора двигателя. Под действием пускового момента ротор вместе с рабочим механизмом начинает вращаться, по истечении некоторого определенного времени достигая установившейся скорости вращения. Длительность электромагнитного переходного процесса при включении определяется электромагнитной постоянной времени, зависящей от индуктивности, активного сопротивления цепи и длительности механического переходного процесса, который определяется динамическим моментом инерции вращающихся масс и вращающим моментом, приложенным к ротору двигателя.

В этой главе мы будем предполагать, что длительность электромагнитного переходного процесса столь мала по сравне-

нию со временем разгона двигателя, что эти два процесса протекают независимо друг от друга. Это означает, что переходные электрические токи затухают так, как если бы двигатель был в покое, а механический переходный процесс протекает так, как будто соответствующие электрические величины уже успели установиться. Для упрощения анализа явлений, возникающих при пуске двигателя, предположим также, что как вращающий момент, развиваемый двигателем, так и момент сопротивления рабочего механизма зависит исключительно от скорости вращения и не зависит от других переменных величин.

1. Плавный пуск

Плавный пуск двигателя постоянного тока или асинхронного с фазным ротором можно обеспечить, если включить реостат в цепь ротора и постепенно уменьшать его сопротивление. В двигателях постоянного тока такое пусковое сопротивление включается последовательно с обмоткой якоря; в асинхронных двигателях с фазным ротором оно присоединяется к контактным кольцам ротора.

Исходя из механической характеристики, соответствующей определенному сопротивлению в цепи ротора, можно определить вращающий момент M, развиваемый двигателем при данной частоте вращения n (об/мин) или угловой частоте ω, причем

$$\omega = 2\pi n/60. \quad (1)$$

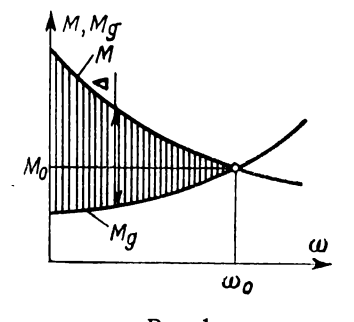


Рис. 1

Для определения рабочего режима должна быть известна также зависимость момента сопротивления механизма M_g от скорости вращения. Обе характеристики приведены на рис. 1.

Разность моментов $\Delta = M - M_g$ определяет ускорение ротора и всех вращающихся масс, т. е. масс присоединенных к нему рабочего механизма и редуктора (если он имеется). Скорость вращения двигателя растет до тех пор, пока разность между этими двумя моментами не обратится в нуль, после чего устанавливается постоянная угловая частота ω_0.

Ускоряющий момент вращения равен произведению динамического момента инерции Θ и углового ускорения ротора, т. е.

$$M - M_g = \Delta(\omega) = \Theta \frac{d\omega}{dt}. \quad (2)$$

Здесь Θ означает сумму динамических моментов инерции всех вращающихся масс, приведенных к ротору.

Уравнение (2) позволяет графически определить ускорение, а следовательно, и скорость вращения двигателя при любом законе изменения моментов. Однако эта зависимость обычно задана не как функция времени, а как функция угловой частоты ω. Поэтому мы преобразуем уравнение (2) так, чтобы частота ω играла роль независимой переменной, а время t — зависимой переменной. Тогда

$$dt = \Theta \frac{d\omega}{\Delta(\omega)}. \tag{3}$$

Это уравнение можно проинтегрировать. Мы получим зависимость времени t от угловой скорости ω в виде

$$t = \Theta \int \frac{d\omega}{\Delta(\omega)}. \tag{4}$$

Для дальнейших преобразований удобно использовать относительные величины:

$$n_r = \frac{\omega}{\omega_N}; \qquad m(n_r) = \frac{\Delta(n_r\omega_N)}{M_N}, \tag{5}$$

где ω_N, M_N — соответственно номинальная угловая скорость и номинальный момент.

Используя выражения (4) и (5), получаем

$$t = \Theta \int \frac{d(\omega_N n_r)}{m(n_r) M_N} = \frac{\Theta\omega_N}{M_N} \int \frac{dn_r}{m(n_r)} = T_a \int \frac{dn_r}{m(n_r)}. \tag{6}$$

Множитель перед интегралом

$$T_a = \Theta\omega_N / M_N \tag{7}$$

является постоянной времени разгона двигателя. Эта постоянная определяет промежуток времени, в течение которого двигатель при пуске из неподвижного состояния достигает номинальной частоты вращения, причем результирующий момент вращения в течение всего процесса пуска должен быть равен номинальному (см. также главу 5).

Вместо динамического момента инерции Θ часто на практике бывает задан маховой момент GD^2; они связаны соотношением

$$GD^2 = 4g_n\Theta, \tag{8}$$

где G — вес; D — диаметр инерции; g_n — ускорение силы тяжести ($g_n = 9{,}81$ м/с²).

Из соотношений (1), (8) и выражения для мощности

$$P_N = M_N \omega_N \tag{9}$$

получаем выражение (7) в виде

$$T_a = \frac{\Theta\omega_N^2}{P_N} = \pi^2 \frac{GD^2}{g_n} \cdot \frac{n_N^2}{P_N}. \tag{10}$$

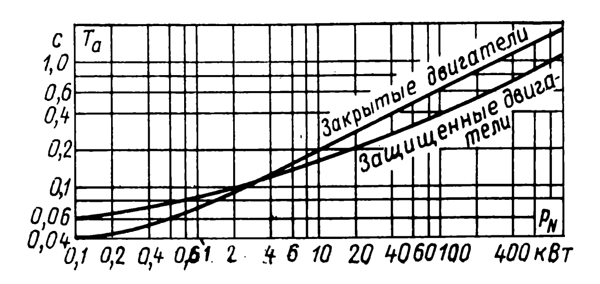


Рис. 2

Рассмотрим пример. Постоянная времени разгона двигателя мощностью $P_N = 20$ кВт $= 20 \cdot 10^3$ Н·м/с с номинальной частотой вращения $n_N = 25$ об/с $= 1500$ об/мин при маховом моменте $GD^2 = 50$ Н·м² равна

$$T_a = \frac{\pi^2 \cdot 50 \cdot 25^2}{9{,}81 \cdot 20 \cdot 10^3} = 1{,}57 \text{ с}.$$

На рис. 2 представлены значения постоянной времени разгона T_a в зависимости от мощности P_N для обычных асинхронных двигателей. При этом учтен лишь момент инерции ротора; учет дополнительных моментов инерции — рабочего механизма и редуктора — увеличивает приведенные значения.

В общем случае функция $m(n_r)$ задается графически. Поэтому кривую $n_r(t)$ целесообразно также рассчитать путем графического интегрирования. Для этого следует во втором квадранте нанести кривые $M/M_N = f(n_r)$ и $M_g/M_N = f(n_r)$ (рис. 3). Кривую $n_r = f(t)$ мы построим в первом квадранте. Выберем на оси t вспомогательную точку t_1 так, чтобы при построении было достаточно места для этой кривой. Предположим, что точку A на кривой $n_r = f(t)$ мы уже определили в процессе графического интегрирования. Выберем достаточно малый промежуток Δt (шаг интегрирования) и определим соответствующую ему точку C. Экстраполируя кривую OA, найдем, пока ориентировочную, середину отрезка AC (точка C точно еще не известна). Во втором квадранте отрезку OK соответствуют определенные

значения моментов M/M_N и M_g/M_N, а следовательно, и их разность m. Отложим эту разность m от точки O в отрицательном направлении оси n_r. Получаем точку B. Прямая, соединяющая точки B и t_1, определяет угол наклона кривой на участке AC, который соответствует выбранному промежутку времени Δt. Тем самым мы определили точку C. Используя теперь точку C как исходную, изложенным методом можно получить всю кривую изменения частоты вращения $n_r(t)$.

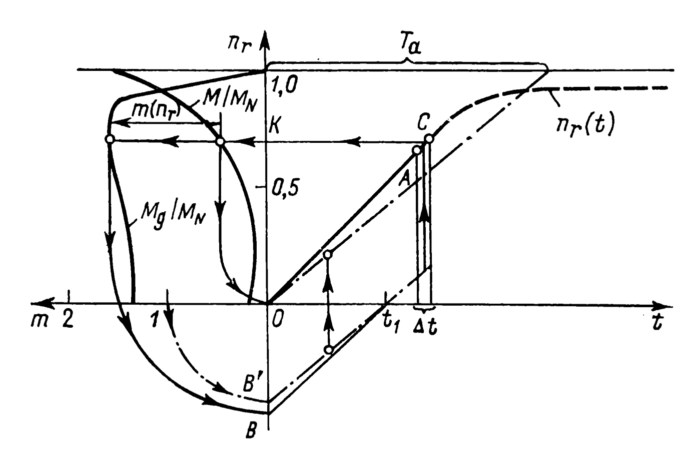


Рис. 3

Масштаб по оси t определяется следующим образом. Отложим точку, соответствующую номинальному моменту ($m=1$), от точки O в отрицательном направлении оси n_r. Получаем точку B'. Построим прямую, соединяющую точки B' и t_1, из точки O проведем прямую, параллельную $B't_1$. Она отсекает на прямой $n_r=1$ отрезок, равный постоянной времени T_a. Эта постоянная может быть предварительно вычислена из уравнения (10). Если масштабы по осям m и n_r равны, т. е. отрезки $m=1$ и $n_r=1$ выбраны одинаковыми, то всегда $T_a=t_1$.

На рис. 3 в качестве примера представлено построение кривой $n_r(t)$ насосного агрегата с приводом от асинхронного двигателя. Кривая $n_r(t)$ не достигает прямой $n_r=1$, так как эта прямая соответствует синхронной частоте вращения. Изложенным графическим методом можно построить также кривую выбега агрегата после отключения двигателя от сети. При этом должна быть известна кривая изменения тормозного момента на валу от частоты вращения.

Особую опасность представляет разнос генераторов при внезапном сбросе нагрузки, который может произойти вследствие

отключения главного выключателя или вследствие полного короткого замыкания вблизи шин станции, когда по какой-либо случайной причине не подействовали регуляторы приводного двигателя (например, турбины). Вращающий момент такого приводного двигателя убывает по мере увеличения частоты вращения (рис. 4, слева) вследствие увеличения потерь на трение и нарушения режима потока воды (или пара) на лопатках турбины. Если принять для простоты, что турбина имеет линейную характеристику момента, то зависимость между относительным

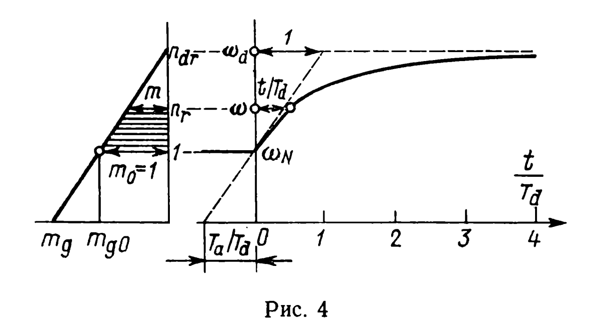


Рис. 4

избыточным моментом m и относительной частотой вращения n_r можно выразить следующим образом:

$$m=\frac{n_{dr}-n_r}{n_{dr}-1}, \tag{11}$$

где n_{dr} — предельная относительная частота вращения в долях номинальной. Она превышает, например для гидравлических турбин, номинальную частоту вращения в 1,8—2 раза, а для многоступенчатых паровых турбин может быть в 5—6 раз больше номинальной частоты вращения.

На основании соотношения (6) время

$$t=(n_{dr}-1)\,T_a\int\limits_1^{n_r}\frac{dn_r}{n_{dr}-n_r}=T_d\ln\frac{n_{dr}-1}{n_{dr}-n_r}, \tag{12}$$

где

$$T_d=(n_{dr}-1)\,T_a=\frac{\omega_d-\omega_N}{\omega_N}\,T_a \tag{13}$$

означает постоянную времени разноса, которую следует отличать от постоянной времени разгона. Для гидравлических турбин эта величина немного меньше постоянной времени разгона T_a, а для паровых турбин — в несколько раз превышает ее. На

рис. 4 справа построена кривая разноса. Ее уравнение можно получить, если решить уравнение (12) относительно n_r и затем перейти к угловой скорости:

$$\omega = \omega_N + (\omega_d - \omega_N)\left(1 - e^{-t/T_d}\right). \qquad (14)$$

Частота вращения достигает предельного значения через промежуток времени, в 3—4 раза превышающий постоянную времени T_d.

Закон нарастания угловой частоты вращения непосредственно после сброса нагрузки определяется постоянной времени разгона. Значения постоянных времени разгона явнополюсных генераторов, приводимых в движение гидравлическими турбинами, заключаются в пределах $T_a = 4 \div 10$ с. Меньшие значения T_a относятся к низконапорным, а бóльшие — к высоконапорным турбинам. Для турбогенераторов, приводимых в движение паровыми турбинами, эта величина заключается в пределах $T_a = 8 \div 15$ с. Меньшие значения относятся к турбогенераторам с номинальной частотой вращения 3000 об/мин, а бóльшие — к частотам вращения от 1500 до 1000 об/мин.

Из рис. 4 видно, что за время, равное $^1/_{10}$ постоянной времени разгона, т. е. за 0,5—1 с, частота вращения увеличивается на 10%. Если турбины для предупреждения разноса снабжены быстрозакрывающимися предохранительными клапанами или быстропадающими щитовыми затворами, то механизмы этих устройств должны иметь время срабатывания в пределах указанных промежутков времени.

2. Ступенчатый пуск

Часто пуск электрических двигателей производится путем ступенчатого изменения пускового сопротивления. На рис. 5 в качестве примера приведена схема двигателя постоянного тока с параллельным возбуждением, который снабжен металлическим пусковым реостатом, подразделенным на большое число секций. Аналогичные реостаты применяются и для двигателей переменного тока. На каждой ступени пуска сопротивление цепи остается постоянным, а противоэлектродвижущая сила, развиваемая двигателем, растет с увеличением частоты вращения. Поэтому ток и, следовательно, вращающий момент при увеличении частоты вращения практически убывают почти линейно.

На рис. 6 представлена зависимость вращающего момента двигателя M от угловой частоты для различных ступеней пускового реостата. Эта зависимость характеризуется семейством наклонных прямых. Все прямые сходятся в одной точке, соответствующей угловой частоте вращения в режиме холостого хода. Чтобы колебания тока при пуске двигателя были по возмож-

ности одинаковыми, вращающий момент должен лежать в пределах между верхним и нижним значениями, показанными на рис. 6. Для этого пусковой реостат должен переключаться на следующую ступень сопротивления в тот момент времени, когда вращающий момент двигателя достигает нижнего заданного предела.

Примем, что в пределах каждой ступени изменение момента сопротивления M_g в зависимости от угловой скорости происходит по линейному за-

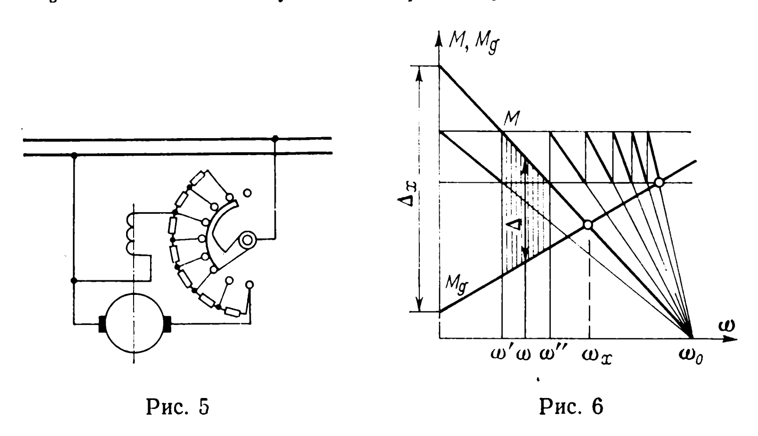


Рис. 5 Рис. 6

кону. В таком случае и избыточный момент Δ изменяется по линейному закону:

$$M - M_g = \Delta = \Delta_x \frac{\omega_x - \omega}{\omega_x}. \qquad (15)$$

Здесь ω_x — угловая частота ротора нагруженного двигателя, которую он приобрел бы в установившемся режиме, причем эта частота соответствует определенной ступени реостата; Δ_x — фиктивный избыточный момент на валу двигателя при неподвижном роторе для той же ступени пускового реостата. Величины ω_x и Δ_x определяются по характеристикам, аналогичным представленным на рис. 6; они могут быть построены для конкретного типа двигателя и пускового реостата.

Подставляя выражение (15) в соотношение (2), получаем

$$\Theta \frac{d\omega}{dt} = \frac{\Delta x}{\omega_x}(\omega_x - \omega). \qquad (16)$$

Введем обозначение

$$T_x = \Theta\omega_x / \Delta_x. \qquad (17)$$

Назовем эту величину постоянной времени, соответствующей определенной ступени x пускового реостата. Эта величина вычисляется из выражения, аналогичного выражению (7). В результате получим из (16) следующее дифференциальное уравнение, определяющее процесс нарастания угловой скорости ротора, т. е. его ускорение:

$$\frac{d\omega}{dt} + \frac{\omega - \omega_x}{T_x} = 0. \qquad (18)$$

Решение этого линейного дифференциального уравнения известно:

$$\omega - \omega_x = Ke^{-t/T_x}. \tag{19}$$

Таким образом для каждой ступени пускового реостата разность мгновенной и установившейся угловой скорости ротора убывает по экспоненциальному закону. Мгновенная угловая скорость асимптотически стремится к своему установившемуся значению ω_x, как показано на рис. 7.

Решение уравнения (19) справедливо для всех ступеней пускового реостата; однако для каждой ступени постоянные ω_x и T_x, а следовательно, и постоянная интегрирования K различны. Если для каждой ступени отсчет времени снова начинать от значения $t=0$, то постоянная интегрирования определяется угловой скоростью, которую имел двигатель к моменту перехода к следующей ступени пускового реостата, т. е.

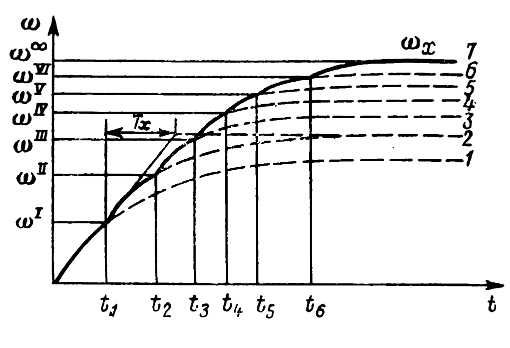


Рис. 7

$$K = \omega' - \omega_x. \tag{20}$$

Таким образом, в соответствии с соотношением (19) в пределах каждой ступени угловая скорость изменяется по следующему закону:

$$\omega = \omega_x - (\omega_x - \omega')\, e^{-t/T_x}. \tag{21}$$

В момент, когда угловая скорость ротора достигает значения ω'', следует произвести переключение на следующую ступень. Время, в течение которого реостат остается включенным на ступени x, определяется из уравнения

$$\frac{\omega'' - \omega_x}{\omega' - \omega_x} = e^{-t/T_x}, \tag{22}$$

откуда

$$t = T_x \ln\left(\frac{\omega_x - \omega'}{\omega_x - \omega''}\right). \tag{23}$$

Это соотношение можно было бы получить также из общего выражения (6) для времени пуска, если подставить в него формулу (15) для избыточного момента. Этот прием был использован при выводе соотношения (12). Поскольку значения ω и T_x в выражении (23) известны для каждой ступени реостата, то для того, чтобы найти полное время разгона двигателя, нужно просуммировать все значения t_x соответственно всем ступеням реостата.

На рис. 7 приведены экспоненциальные кривые пуска соответственно различным ступеням реостата. Угловая скорость ротора двигателя сначала изменяется, следовательно, по сложной кривой, состоящей из вычерченных жирными линиями участков экспоненциальных кривых, а затем асимптотически приближается к своему установившемуся значению. При большом числе ступеней пуска (8—10) кривая изменения во времени угловой скорости ротора становится почти плавной, так что ступенчатый пуск перестает существенно отличаться от плавного пуска двигателя.

Обычно для транспортных средств применяются двигатели последовательного возбуждения с почти гиперболической зависимостью момента от скорости вращения, аналогичной характеристике, приведенной на рис. 1. Однако, поскольку работа этих двигателей происходит на различных ступенях, то необходимо рассмотреть полную диаграмму моментов, которая изображена на рис. 8. Рабочие участки кривых в этом случае с достаточной точностью также можно аппроксимировать прямолинейными отрезками, а затем по формуле (23) подсчитать время разгона; более целесообразным может оказаться метод, представленный на рис. 3. При этом можно использовать отдельные участки характеристик момента, соответствующих заданному процессу пуска двигателя, либо по рис. 8 определить среднее значение вращающего момента M_m, так как действительные ступени в значительной степени зависят от водителя транспортного средства.

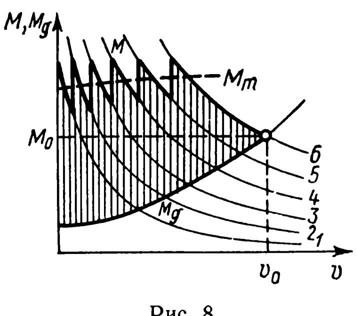


Рис. 8

Момент инерции транспортного средства (например, электроподвижного состава) обычно значительно больше, чем момент инерции двигателя. Обозначим через v_N скорость транспортного средства, соответствующую номинальной угловой скорости ротора ω_N двигателя. Аналогично уравнению (10), можно записать уравнение для постоянной времени разгона в виде

$$T_a' = \frac{G}{g_n} \cdot \frac{v_N^2}{P_N}. \tag{24}$$

Здесь G — вес транспортного средства; P_N — номинальная мощность; g_n — ускорение силы тяжести.

3. Тепловыделение при пуске

При пуске двигателя по его обмоткам протекают большие токи, которые значительно превосходят номинальный ток. Это приводит к выделению большого количества тепловой энергии.

В результате температура обмоток может значительно повыситься. Полное количество энергии, превращающейся в тепло в течение всего времени пуска двигателя,

$$W = \int_0^t i^2 R\, dt. \qquad (25)$$

Интегрирование производится от момента включения до момента окончания разгона. Ток i является достаточно сложной функцией времени. Однако этот интеграл нетрудно вычислить, если предварительно преобразовать его из интеграла по времени в интеграл по скорости. Для этого выразим при помощи соотношения (3) бесконечно малое приращение времени dt через бесконечно малое приращение угловой скорости $d\omega$. Тогда формула (25) примет вид

$$W = \Theta \int \frac{i^2 R}{\Delta(\omega)}\, d\omega. \qquad (26)$$

Ток i, избыточный момент Δ и сопротивление цепи R могут быть переменными величинами. Это имеет место, например, в случае изменения пускового сопротивления при разгоне двигателя.

Последнему выражению можно придать более удобный вид, если ввести в него выражения для номинальной мощности двигателя и для постоянной времени разгона, определяемой формулой (7). Используя выражение (5), получаем

$$W = T_a P_N \int \frac{i^2 R}{P_N} \cdot \frac{dn_r}{m(n_r)}. \qquad (27)$$

Произведение, стоящее перед интегралом, равно удвоенной кинетической энергии, накапливающейся в двигателе и в приводимом им рабочем механизме при номинальной угловой скорости ω_N:

$$W_s = \Theta\omega_N^2/2 = T_a P_N/2. \qquad (28)$$

Таким образом, количество тепловой энергии, выделяющейся в течение всего времени пуска двигателя, всегда пропорционально кинетической энергии. Первый множитель под знаком интеграла в правой части выражения (27) представляет собой отношение мгновенного значения мощности потерь в сопротивлении к номинальной мощности на валу двигателя. Это отношение изменяется в широких пределах и зависит от типа двигателя, процесса пуска и др. Второй множитель под знаком интеграла мы использовали в выражении (6) для определения зависимости частоты вращения от времени.

Для двигателей постоянного тока с последовательным возбуждением или коллекторных двигателей переменного тока с последовательным возбуждением, часто применяющихся для получения значительного ускорения больших масс, можно составить общее представление о рассматриваемых процессах, если пренебречь силами трения и не учитывать магнитного насыщения. Тогда вращающий момент двигателя будет зависеть только от квадрата тока, т. е.

$$\Delta(\omega) = M = ki^2. \tag{29}$$

Выразив постоянную k через номинальные вращающий момент M_N и ток I_N, найдем

$$m(n_r) = \frac{\Delta(\omega/\omega_N)}{M_N} = \frac{i^2}{I_N^2}. \tag{30}$$

При подстановке этого выражения в соотношение (27) мы получаем формулу, определяющую количество тепловой энергии, выделяющейся при пуске:

$$W = T_a P_N \frac{RI_N^2}{P_N} \int d\left(\frac{\omega}{\omega_N}\right). \tag{31}$$

Это соотношение справедливо при постоянном сопротивлении. Проинтегрировав его, получим

$$W = 2W_s \frac{RI_N^2}{P_N} \cdot \frac{\omega'' - \omega'}{\omega_N}, \tag{32}$$

где ω' и ω'' — пределы интегрирования, ограничивающие область изменения угловой частоты вращения, для которой подсчитано количество выделившейся энергии. Если бы вычисление производилось для полного времени разгона двигателя — от состояния покоя до достижения частоты вращения ω_N, причем пусковое сопротивление отсутствовало бы, то последний множитель в выражении (32) был бы равен единице. Таким образом, количество энергии, выделяющейся в двигателе последовательного возбуждения во время пуска, равно удвоенному значению его кинетической энергии, умноженной на отношение потерь в сопротивлении к мощности в номинальном режиме.

При пуске двигателя путем ступенчатого изменения приложенного напряжения или добавочного сопротивления количества энергии, выделяющейся в последовательные интервалы

изменения частоты вращения, согласно выражению (32) суммируются по линейному закону, если внутреннее сопротивление двигателя можно считать неизменным. Поэтому количество энергии, выделяющейся внутри самого двигателя за время пуска, не зависит от числа ступеней. Потери в пусковом сопротивлении или трансформаторе на каждой ступени пуска также можно подсчитывать, используя соответствующие значения сопротивления R и номинального тока I_N. Рассмотрим пример. Предположим, что для двигателя последовательного возбуждения в номинальном режиме относительные потери, пропорциональные квадрату тока, равны 5%. Тогда при разгоне потери энергии согласно формуле (32) составят 10% энергии, которая запасена массой ротора двигателя и приводимым им механизмом. Таким образом, количество тепловой энергии, выделяющейся в двигателе последовательного возбуждения, всегда во много раз меньше его кинетической энергии.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ
КОЛЕБАНИЯ ТРЕХФАЗНЫХ МАШИН

Ротор синхронной машины, которая присоединена к мощной сети, имеющей постоянную частоту, обладает способностью совершать колебания около синхронной скорости при нарушении равенства между вращающим моментом, приложенным к валу, и электромагнитным моментом.

Если ротор после уменьшения нагрузки машины стремится увеличить скорость, то электромагнитный момент, развиваемый машиной, препятствует этому, снижая скорость; если в процессе колебаний скорость становится меньше синхронной, то электромагнитный момент способствует ее увеличению.

Ротор синхронной машины и вращающиеся элементы конструкции соединенной с ним машины обладают определенным динамическим моментом инерции. Этот момент инерции совместно с синхронизирующим моментом машины образуют систему, которая может вынуждать вращающийся ротор совершать колебания относительно синхронной скорости. Такие колебания возбуждаются, например, резкими изменениями нагрузки в сети, пульсациями момента приводного двигателя и др. В результате коротких замыканий в сети, снижения напряжения возбуждения или по иным причинам синхронизирующий момент может быть уменьшен настолько, что машина, работающая параллельно с сетью, может выходить из синхронизма.

1. Синхронизирующий момент синхронной машины

Рассмотрим выражение для мощности явнополюсного синхронного генератора, работающего параллельно с сетью бесконечной мощности. Напряжение на зажимах считается заданным по модулю и фазе, а напряжение возбуждения — постоянным.

Для синхронной машины справедлива векторная диаграмма, представленная на рис. 1. Она получена следующим образом. Построим сначала векторы напряжения $\underline{U}$ и тока $\underline{I}$, отстающего от $\underline{U}$ на угол φ. От конца вектора $\underline{U}$ отложим векторы падения напряжения $jX_d\underline{I}$ и $jX_q\underline{I}$, перпендикулярные вектору $\underline{I}$. Для того чтобы получить ЭДС $\underline{E}_p$ за синхронным сопротивлением, требуется выполнить следующее построение. Начало вектора $\underline{U}$ (точку A) соединим прямой с концом вектора $jX_q\underline{I}$. Опустим на эту прямую перпендикуляр из конца вектора $jX_d\underline{I}$. Получаем точку B. Отрезок AB равен модулю вектора $\underline{E}_p$.

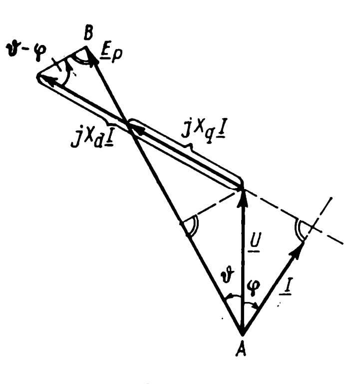


Рис. 1

Обычно на векторной диаграмме машины модули векторов откладывают в относительных единицах, причем за базисные значения напряжения, тока и мощности принимают номинальные. Базисное значение сопротивления вычисляется из соотношения

$$Z_N = U_N^2 / P_N. \tag{1}$$

В дальнейшем мы будем использовать относительные единицы, что позволит несколько упростить расчетные выражения. В этих выражениях относительные значения напряжений, токов и мощностей обозначены малыми буквами. Отметим, что для тока и напряжения имеются в виду действующие значения.

Для мощностей, отдаваемых в сеть, справедливы следующие соотношения: для активной мощности

$$p_w = ui \cos\varphi = ui_w; \tag{2}$$

для реактивной мощности

$$p_b = ui \sin\varphi = ui_b. \tag{3}$$

Используя векторную диаграмму явнополюсной машины (рис. 1), можно записать следующие соотношения:

$$u \cos \vartheta + x_d i \sin (\vartheta - \varphi) = e_p; \qquad (4)$$

$$u \sin \vartheta - x_q i \cos (\vartheta - \varphi) = 0. \qquad (5)$$

Подставим в эти соотношения активную и реактивную составляющие тока; в результате получим

$$i_w \sin \vartheta + i_b \cos \vartheta = \frac{1}{x_d} (e_p - u \cos \vartheta); \qquad (6)$$

$$i_w \cos \vartheta - i_b \sin \vartheta = \frac{1}{x_q} u \sin \vartheta. \qquad (7)$$

Решая оба уравнения совместно, получаем выражение для активной составляющей тока

$$i_w = \frac{e_p}{x_d} \sin \vartheta + \frac{u}{2} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \sin 2\vartheta. \qquad (8)$$

Выражение для реактивной составляющей тока:

$$i_b = \frac{e_p}{x_d} \cos \vartheta - u \left(\frac{\cos^2 \vartheta}{x_d} + \frac{\sin^2 \vartheta}{x_q} \right). \qquad (9)$$

С учетом выражений (2) и (3) получаем уравнения для расчета активной и реактивной мощности, причем в оба уравнения входит угол нагрузки ϑ:

$$p_w = \frac{u e_p}{x_d} \sin \vartheta + \frac{u^2}{2} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \sin 2\vartheta; \qquad (10)$$

$$p_b = \frac{u e_p}{x_d} \cos \vartheta - u^2 \left(\frac{\cos^2 \vartheta}{x_d} + \frac{\sin^2 \vartheta}{x_q} \right). \qquad (11)$$

Ток возбуждения, если пренебречь насыщением активной стали, пропорционален величине e_p. Из уравнения (10) мы получаем, что явнополюсная машина при отсутствии тока в обмотке возбуждения ($e_p = 0$) может отдавать в сеть определенную активную мощность; это вызвано несимметрией магнитной цепи машины по продольной и поперечной осям. Для неявнополюсной машины (турбогенератора) вторым слагаемым в уравнении (10) можно практически пренебречь.

На рис. 2 представлены расчетные кривые, полученные из уравнения (10) для одной из выполненных явнополюсных машин. Каждая кривая соответствует режиму с постоянным на-

пряжением возбуждения (отношение ЭДС E_p за синхронным сопротивлением к напряжению E_0 при холостом ходе принято $E_p/E_0=\text{const}$). Активная мощность также выражена в относительных единицах: она равна отношению вращающего момента M машины к номинальному значению M_N. Для каждой из кривых на рис. 2 с ростом активной мощности растет и угол нагрузки. Однако активная мощность, отдаваемая в сеть, ограничивается максимальным значением, которому при больших значениях напряжения возбуждения (на рис. 2 при $E_p/E_0=2{,}5$) соответствует угол $\vartheta\approx 90°$. Если активная мощность, подводимая

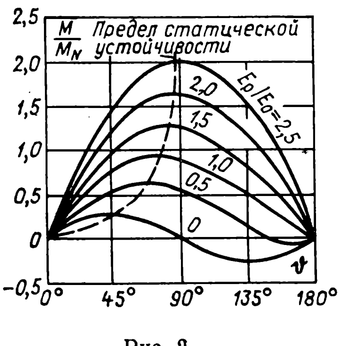


Рис. 2

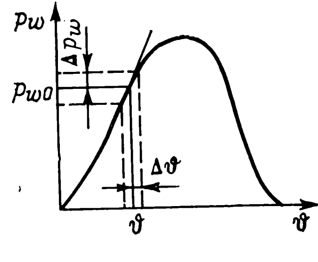


Рис. 3

со стороны приводной машины, больше максимальной, которая определена по кривой для заданного напряжения возбуждения, то разность подводимой и отдаваемой в сеть мощностей вызывает ускорение ротора. При этом режим синхронного вращения нарушается и машина выпадает из синхронизма; в этом случае говорят, что машина достигла естественного предела статической устойчивости. Точки на каждой из кривых $E_p/E_0=\text{const}$, которые соответствуют этому пределу, на рис. 2 соединены штриховой линией. Естественный предел статической устойчивости может быть изменен, например, путем соответствующего регулирования возбуждения.

Рассмотрим режим, при котором угловая частота вращения синхронной машины не остается постоянной, а колеблется, например, вследствие колебаний момента приводного двигателя. Кривая зависимости активной мощности p_w машины от угла нагрузки ϑ приведена на рис. 3. Для малого приращения активной мощности кривую $p_w=f(\vartheta)$ можно заменить отрезком касательной. В этом случае для приращения активной мощности можно записать:

$$\Delta p_w=\frac{\partial p_w}{\partial\vartheta}\,\Delta\vartheta. \qquad (12)$$

Обозначим $S_\vartheta = \partial p_w / \partial\vartheta$. Величина S_ϑ называется коэффициентом синхронизирующей мощности. Выражение для его расчета имеет вид

$$S_\vartheta = \frac{\partial p_w}{\partial\vartheta} = p_b + u^2 \left(\frac{\cos^2\vartheta}{x_q} + \frac{\sin^2\vartheta}{x_d} \right). \tag{13}$$

До сих пор мы предполагали, что магнитные потоки, сцепленные с обмоткой возбуждения и демпферной, не оказывают влияния на характер колебаний ротора. Однако, в действительности в обеих обмотках при резких изменениях НС индуктируются ЭДС. Они вызывают появление тока, который стремится сохранить постоянным сцепленный с ним поток. Затухание этого тока зависит от постоянной времени обмотки L/R. Если период качания значительно меньше, чем постоянная времени, это потокосцепление остается постоянным; если же он значительно больше, этот поток следует новым условиям почти без запаздывания. Для неустановившихся процессов в обмотке возбуждения основную роль играет в рассматриваемом случае постоянная времени T_d', а для процессов в демпферной обмотке — постоянные времени T''_d и T''_q. Значения этих постоянных для выполненных машин приведены на стр. 143.

Следовательно, уравнение (13) справедливо лишь для колебаний с большим периодом: $2\pi f_p < 1/T_d'$ (здесь f_p — частота колебаний). Эту область условно называют установившейся.

Для колебаний при частоте, удовлетворяющей условиям $1/T_d' < 2\pi f_p < 1/T_d''$ и $2\pi f_p < 1/T_q''$, коэффициент синхронизирующей мощности приближенно можно вычислить из выражения

$$S_\vartheta = p_b + u^2 \left(\frac{\cos^2\vartheta}{x_q} + \frac{\sin^2\vartheta}{x_d'} \right). \tag{14}$$

Этот диапазон колебаний условно называют переходным. Для колебаний при частоте, удовлетворяющей условиям $2\pi f_p > 1/T_d''$ и $2\pi f_p > 1/T_q''$ имеем приближенно

$$S_\vartheta = p_b + u^2 \left(\frac{\cos^2\vartheta}{x_q''} + \frac{\sin^2\vartheta}{x_d''} \right). \tag{15}$$

Этот диапазон колебаний условно называют сверхпереходным.

Так как между реактивными сопротивлениями имеют место соотношения

$$x_d > x_d' > x_d'' \quad \text{и} \quad x_q > x_q' > x_q'',$$

то в переходных режимах коэффициент S_ϑ больше, чем в установившемся. На рис. 4 представлена зависимость коэффициента S_ϑ от частоты колебаний для явнополюсной машины мощностью 3,3 МВ·А с полной демпферной обмоткой. Тонким линиям со-

ответствуют приближенные значения, вычисленные из уравнений (13), (14), (15), а жирным линиям — действительные кривые. Следует отметить, что при качаниях ЭДС за синхронным сопротивлением относительно угла нагрузки $\vartheta=0$ (например, в режиме холостого хода или синхронного компенсатора) нет приращений, соответствующих переходному процессу. Это связано с тем, что при этом положении ротора при качаниях не наводится ЭДС в обмотке возбуждения.

Если машина присоединена к сети бесконечной мощности не непосредственно, а через трансформаторы при помощи кабелей, то для расчета коэффициента S_ϑ также могут быть использованы выражения (13), (14) и (15). При расчете коэффициента S_ϑ в этом случае необходимо добавить реактивные сопротивления кабелей или трансформаторов к соответствующим сопротивлениям машины. Отметим, что реактивные сопротивления кабелей и трансформаторов следует подставлять в относительных единицах. Для p_w и u справедливы значения в точке подключения к сети. Дополнительное реактивное сопротивление x_v, равное сумме реактивных сопротивлений кабеля и трансформаторов, уменьшает синхронизирующую мощность, особенно в диапазоне больших частот колебаний, т. е. в сверхпереходном процессе. Кроме того, увеличиваются постоянные времени. Они вычисляются с учетом дополнительного реактивного сопротивления x_v из следующих уравнений:

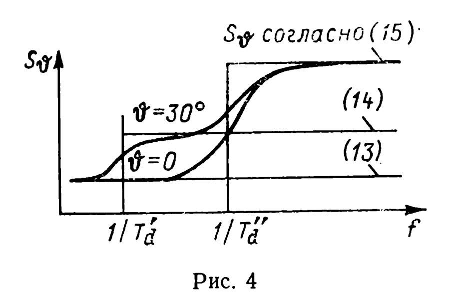


Рис. 4

$$T'_{dv}=T'_d\frac{x_d\left(x'_d+x_v\right)}{x'_d\left(x_d+x_v\right)}; \qquad (16)$$

$$T''_{dv}=T''_d\frac{x''_d\left(x''_d+x_v\right)}{x''_d\left(x'_d+x_v\right)}; \qquad (17)$$

$$T''_{qv}=T''_q\frac{x_q\left(x''_q+x_v\right)}{x''_q\left(x_q+x_v\right)}. \qquad (18)$$

2. Частота и затухание собственных колебаний

В соответствии с процессом колебаний скорость вращения ротора по отношению к синхронной попеременно то возрастает, то падает. Таким образом, ротор вращается с переменным

скольжением относительно вектора напряжения сети, имеющего синхронную скорость вращения. При этом в демпферной обмотке, а также в обмотке возбуждения и иных массивных элементах конструкции ротора возникают токи, которые стремятся уменьшить скольжение. Этот процесс совершенно аналогичен процессу, имеющему место при работе асинхронного двигателя. Возникающая при этом мощность называется асинхронной.

Если машина имеет достаточно мощную полную демпферную обмотку, то асинхронная мощность практически не зависит от мгновенного положения ротора и определяется лишь скольжением. Поэтому зависимость асинхронной мощности от скольжения имеет вид, аналогичный такой же зависимости для асинхронной машины (рис. 5). При замене этой кривой в области малых скольжений касательной для асинхронной мощности можно записать

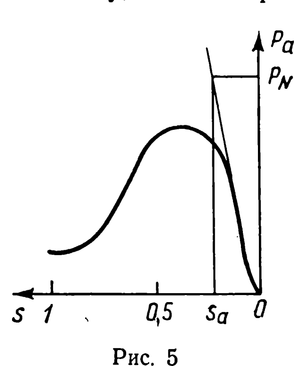


Рис. 5

$$P_a = s\frac{P_N}{S_a}. \tag{19}$$

Здесь S_a — скольжение, соответствующее номинальной мощности (рис. 5). Так как угол нагрузки при колебаниях ротора изменяется, то для скольжения можно записать:

$$s = \frac{1}{\omega_N} \cdot \frac{d\vartheta}{dt}. \tag{20}$$

Ускорение (замедление) ротора выражается через производную скольжения

$$b = \frac{ds}{dt} = \frac{1}{\omega_N} \cdot \frac{d^2\vartheta}{dt^2}. \tag{21}$$

Если предположить, что средний момент приводного двигателя при колебаниях остается постоянным и уравновешивает средний электромагнитный момент, то имеют место следующие четыре избыточных момента и соответствующие им мощности:

1. Синхронизирующая мощность, пропорциональная при малых колебаниях углу смещения (качания),

$$P_s = S_\vartheta P_N \Delta\vartheta. \tag{22}$$

Правая часть здесь умножена на P_N, для того, чтобы перейти от относительных единиц к абсолютным.

2. Асинхронная мощность, пропорциональная скорости изменения угла смещения $\Delta\vartheta$,

$$P_a = \frac{P_N}{\omega_N s_a} \cdot \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{P_N}{\omega_N s_a} \cdot \frac{d\Delta\vartheta}{dt}. \tag{23}$$

3. Инерционная мощность, пропорциональная ускорению. С учетом выражения для постоянной времени разгона T_a эта мощность записывается в виде

$$P_\Theta = \frac{T_a P_N}{\omega_N} \cdot \frac{d^2 \Delta\vartheta}{dt^2}. \qquad (24)$$

Выражение для постоянной времени T_a приведено в главе 5.

4. Переменная составляющая мощности ΔP_M приводного двигателя. С учетом выражений (22), (23), (24) мы получаем уравнение для избыточных мощностей, описывающее процесс механических колебаний ротора синхронной машины

$$\frac{T_a}{\omega_N} \cdot \frac{d^2 \Delta\vartheta}{dt^2} + \frac{1}{\omega_N s_a} \cdot \frac{d\Delta\vartheta}{dt} + S_\vartheta \Delta\vartheta = \frac{\Delta P_M}{P_N}. \qquad (25)$$

Из этого дифференциального уравнения второго порядка следует, что синхронная машина характеризуется как свободными, так и вынужденными колебаниями. Для расчета свободных колебаний, которые возникают при каждом изменении состояния равновесия, используем однородное дифференциальное уравнение, которое имеет вид

$$\frac{d^2\vartheta''}{dt^2} + \rho \frac{d\vartheta''}{dt} + \nu^2 \vartheta'' = 0. \qquad (26)$$

Здесь обозначены:

$$\rho = 1/(s_a T_a) \qquad (27)$$

и

$$\nu = \sqrt{\omega_N S_\vartheta / T_a}. \qquad (28)$$

Коэффициент ρ называется коэффициентом затухания, а ν — частотой собственных колебаний.

Решение однородного дифференциального уравнения (26) *

$$\vartheta'' = \hat{\vartheta}'' e^{-(\rho/2)\, t} \cos(\nu t + \gamma). \qquad (29)$$

Амплитуда угла $\hat{\vartheta}''$ и фазовый угол γ определяются из начальных условий.

Рассмотрим пример. Предположим, что постоянная времени $T_a = 10$ с; частота сети 50 Гц; коэффициент синхронизирующей мощности S_ϑ равен удвоенной номинальной мощности машины. Тогда частота собственных колебаний будет

$$\nu = \sqrt{\frac{2\pi \cdot 50 \cdot 2}{10}} = 7{,}9 \text{ с}^{-1} \quad \text{или} \quad f_p = \frac{\nu}{2\pi} = 1{,}25 \text{ Гц}.$$

---

* Формула (29) верна при условии $\nu^2 \gg (\rho/2)^2$. (*Прим. редактора перевода.*)

Следовательно, частота колебаний достаточно мала. Для выполненных машин порядок величины ν обычно соответствует вычисленному в примере. Это объясняется тем, что отношение величин, стоящих под корнем в выражении (28), изменяется для большинства синхронных машин обычно лишь незначительно.

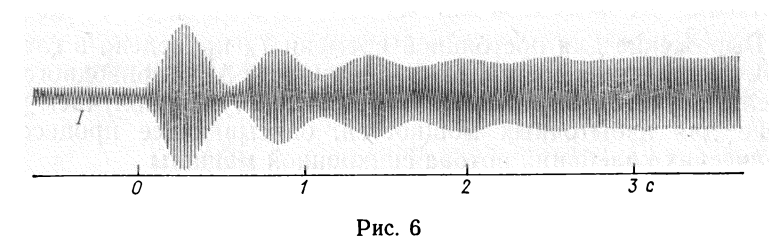


Рис. 6

При номинальном скольжении $s_a = 10\%$, что имеет место при наличии на роторе достаточно мощной демпферной обмотки, получаем согласно уравнению (27) коэффициент затухания

$$\rho = \frac{1}{0,1 \cdot 10} = 1 \text{ с}^{-1}.$$

Постоянная времени согласно (29) $T = 2/\rho = 2$ с. Следовательно, колебания затухают практически через 6—8 с.

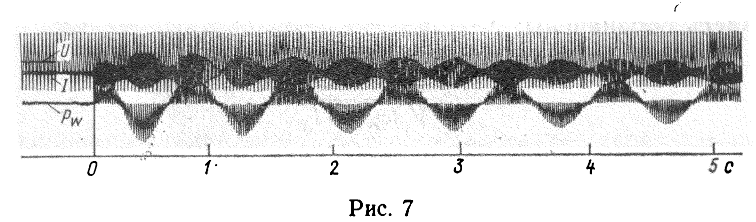


Рис. 7

На рис. 6 представлена осциллограмма тока I крупной явнополюсной машины с мощной демпферной обмоткой. Машина работает в режиме двигателя от мощной сети *. В момент $t=0$ ее нагрузка на валу была внезапно увеличена. После этого машина переходит в режим колебаний. Из рис. 6 видно, что ток колеблется относительно установившегося значения. Частота колебаний составляет 0,89 Гц. Колебания затухают достаточно быстро, через 3—4 с.

На рис. 7 представлена осциллограмма тока I и мощности p_w явнополюсного генератора 30 МВт, 150 об/мин после неточной синхронизации с сетью. Так как у этого генератора демп-

* При малых частотах f_p о характере механических колебаний ротора можно судить по колебаниям тока статора. *(Прим. переводчика.)*

ферная обмотка отсутствует, то его механические колебания, которые имеют частоту 1,19 Гц, длятся значительно больше времени, пока постепенно не затухнут под действием различных паразитных демпфирующих моментов.

3. Вынужденные колебания

Если мощность приводного двигателя периодически колеблется, то ее первую гармоническую мы можем представить в виде (рис. 8)

$$\Delta P_M(t) = P'_M e^{j\lambda t}, \tag{30}$$

где λ — круговая частота.

У поршневых двигателей такого рода колебания вызваны изменением вращающего момента в течение каждого периода.

Преобразуем уравнение (25) с учетом выражений (27) для ρ, (28) для ν и (30) для $\Delta P_м$; в результате получаем

$$\frac{d^2\vartheta'}{dt^2} + \rho\frac{d\vartheta'}{dt} + \nu^2\vartheta' = \nu^2\Lambda e^{j\lambda t}. \tag{31}$$

где

$$\Lambda = \frac{P'_M}{P_N S_\vartheta} = \frac{\omega_N}{T_a P_N}\cdot\frac{P'_M}{\nu^2} \tag{32}$$

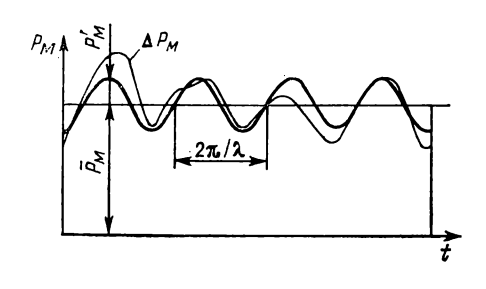


Рис. 8

— амплитуда угла смещения. При отсутствии инерционной и асинхронной мощностей из уравнения (31) следует, что $\vartheta' = \Lambda e^{j\lambda t}$. Следовательно, в этом частном случае амплитуда угла колебания ϑ', вызванного периодическим изменением мощности приводного двигателя, в соответствии с уравнением (30) равна Λ. Величину Λ можно назвать амплитудой «приложенного» угла смещения. Если колебания мощности заданы уравнением (30), то величину Λ можно считать параметром, характеризующим вынужденные колебания машины.

Решение уравнения (31) для вынужденных колебаний мы будем искать в виде

$$\vartheta' = \hat{\vartheta}' e^{j\lambda t}. \tag{33}$$

Подставим его в уравнение (31) и получим

$$\hat{\vartheta}'(-\lambda^2 + j\rho\lambda + \nu^2) = \nu^2\Lambda. \tag{34}$$

После ряда преобразований получаем выражение для расчета амплитуды угла смещения *

$$\hat{\vartheta}' = \frac{\Lambda}{\sqrt{[1-(\lambda/\nu)^2]^2+(\rho\lambda/\nu^2)^2}}. \qquad (35)$$

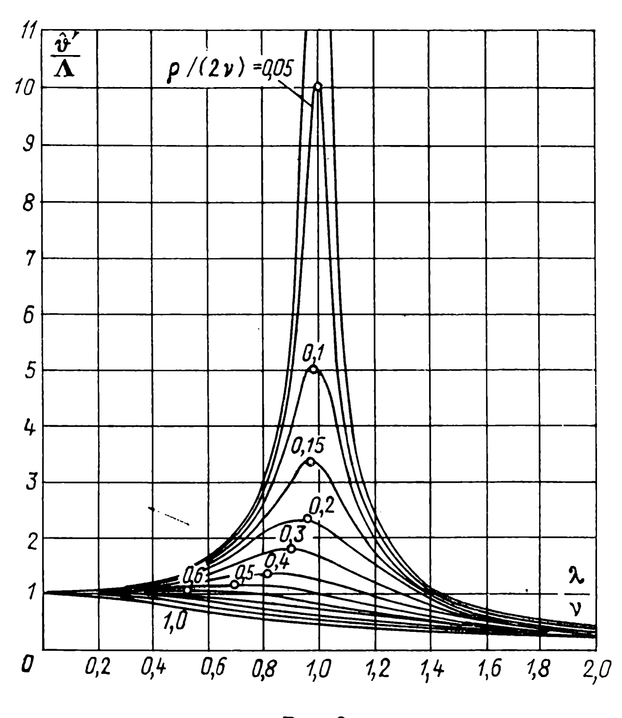


Рис. 9

Эта формула характеризует систему, аналогичную электрической цепи при последовательном соединении емкости и индуктивности.

На рис. 9 представлен график $\vartheta'/\Lambda = f[\lambda/\nu,\ \rho/(2\nu)]$, вычисленный из уравнения (35).

---

* С учетом сдвига фаз ψ_1 между приложенным моментом (или мощностью) приводного двигателя и углом смещения выражение для ν' имеет вид

$$\vartheta' = \frac{\Lambda e^{-j\psi_1}}{\sqrt{[1-(\lambda/\nu)^2]^2+(\rho\lambda/\nu^2)^2}}, \quad \text{где} \quad \psi_1 = \operatorname{arctg}\frac{\rho\lambda}{\nu^2(1-\lambda^2/\nu^2)}.$$

(Прим. переводчика.)

Если круговая частота λ вынужденных колебаний равна круговой частоте ν свободных колебаний, то мы получаем максимальное значение угла смещения ϑ', равное

$$\hat{\vartheta}' = \frac{\nu}{\rho}\Lambda = \frac{\omega_N}{\nu} s_a \frac{P'_M}{P_M}. \tag{36}$$

Здесь ρ вычисляется по (27), а Λ — по (32).

Рассмотрим пример. Пусть амплитуда первой гармонической колебания мощности машины составляет 20% номинальной, скольжение $s_a = 10\%$; $\nu = 7{,}9$ с$^{-1}$; $\omega_N = 100\pi$ с$^{-1}$ (см. пример в § 2). Тогда амплитуда угла смещения ϑ' при резонансе будет

$$\hat{\vartheta}' = \frac{314}{7{,}9} \cdot 0{,}1 \cdot 0{,}2 = 45{,}8^\circ.$$

В общем случае такой угол колебаний недопустим, так как ему соответствуют значительные колебания мощности в сети. Поэтому параметры всей системы должны быть выбраны так, чтобы частоты ее собственных и вынужденных колебаний были существенно различны. При этом, согласно уравнению (28), необходимо выбирать надлежащим образом постоянную времени разгона T_a, так как коэффициент синхронизирующей мощности лишь редко можно выбрать произвольно. Следует также отметить, что коэффициент синхронизирующей мощности в значительной степени зависит от режима машины, угла нагрузки и частоты колебаний (см. рис. 4). Это обстоятельство может быть использовано для некоторого изменения частоты собственных колебаний путем изменения реактивной мощности машины. С другой стороны, зона возникновения резонанса расширяется, если возникают случайные изменения реактивной нагрузки при эксплуатации.

Если скольжение s_a в уравнении (36) достаточно мало, что, например, имеет место у неявнополюсных машин с массивным ротором и демпфирующими клиньями из металла с хорошей электропроводностью, то возможна эксплуатация в зоне, близкой к резонансу. При этом асинхронный момент препятствует возникновению значительных механических колебаний.

Выражение для амплитуды синхронизирующей мощности при вынужденных колебаниях получим из уравнения (22) с учетом выражений (32) и (35):

$$P'_s = P_N S_\vartheta \hat{\vartheta}' = \frac{P'_M}{\sqrt{[1-(\lambda/\nu)^2]^2 + (\rho\lambda/\nu^2)^2}}. \tag{37}$$

Она изменяется, как и амплитуда угла $\hat{\vartheta}'$, в соответствии с кривыми, приведенными на рис. 9.

Выражению для асинхронной мощности соответствует второе слагаемое в левой части уравнения (31), а синхронизирующей — третье. Отношение суммы этих мощностей к синхронизирующей мощности получим с учетом уравнения (34) в виде

$$\left|\frac{P_a'+P_s'}{P_s'}\right|=\left|\frac{j\rho\lambda+\nu^2}{\nu^2}\right|=\sqrt{1+(\rho\lambda/\nu^2)^2}\,. \qquad (38)$$

Воспользуемся дополнительно выражением (37) для синхронизирующей мощности. Тогда расчетное выражение для суммы мощностей P_a' и P_s', определяющих процесс колебаний, примет вид

$$P_w'=P_a'+P_s'=P_M'\sqrt{\frac{1+(\rho\lambda/\nu^2)^2}{[1-(\lambda/\nu)^2]^2+(\rho\lambda/\nu^2)^2}}\,. \qquad (39)$$

Для отношения этой электрической мощности P'_w к амплитуде P'_M гармонической мощности приводного двигателя можно построить кривые в зависимости от λ/ν, аналогичные кривым на рис. 9.

4. Комплексный коэффициент синхронизирующей мощности

Запишем дифференциальное уравнение механических колебаний (25) для определенной частоты колебаний f. Тогда величины, характеризующие колебания, можно представить в виде векторов и записать:

$$\begin{aligned}\Delta\vartheta&=\underline{\hat{\vartheta}}e^{j2\pi ft};\\ \frac{d\Delta\vartheta}{dt}&=\underline{\hat{\vartheta}}j\cdot 2\pi fe^{j2\pi ft};\\ \frac{d^2\Delta\vartheta}{dt^2}&=-\underline{\hat{\vartheta}}\cdot 4\pi^2f^2e^{j2\pi ft},\\ \Delta P_M(f)&=P_M'e^{j2\pi ft}.\end{aligned} \qquad (40)$$

Подставим полученные выражения в уравнение (25). После сокращения на $e^{j2\pi ft}$ получаем

$$\underline{\hat{\vartheta}}\left(-\frac{2\pi T_a}{f_N}f^2+j\frac{1}{s_af_N}f+S_\vartheta\right)=\frac{P_M'}{P_N}. \qquad (41)$$

Обозначим сумму двух последних слагаемых в скобках

$$\underline{k}_\vartheta=S_\vartheta+j\frac{1}{s_af_N}f. \qquad (42)$$

Тогда уравнение (41) принимает окончательный вид

$$\underline{\hat{\vartheta}}\left(-\frac{2\pi T_a}{f_N}f^2+\underline{k}_\vartheta\right)=\frac{P'_M}{P_N}\,; \qquad (43)$$

$\underline{k}_\vartheta$ называется комплексным коэффициентом синхронизирующей мощности: его вещественная часть соответствует синхронизирующей мощности (или моменту), а мнимая — асинхронной. Комплексный коэффициент $\underline{k}_\vartheta$ может быть вычислен непосредственно исходя из операторных реактивных сопротивлений синхронной машины $\underline{x}_q(f)$ и $\underline{x}_d(f)$ (см. § 5 главы 6).

Расчетное выражение таково:

$$\underline{k}_\vartheta=p_b+u^2\left[\frac{\cos^2\vartheta}{\underline{x}_q(f)}+\frac{\sin^2\vartheta}{\underline{x}_d(f)}\right]. \qquad (44)$$

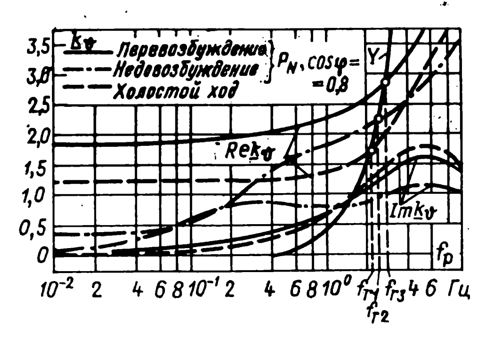


Рис. 10

Использование этого выражения не предполагает в синхронной машине полной демпферной системы на роторе, оно достаточно точно учитывает демпфирующее влияние обмотки возбуждения. Его использование позволяет также учесть при расчете влияние быстродействующих регуляторов напряжения и активных сопротивлений обмотки статора. Однако соотношения для расчета становятся значительно более сложными, чем уравнение (44), так что при вычислениях целесообразно использование ЭЦВМ.

На рис. 10 представлены кривые для определения коэффициента $\underline{k}_\vartheta$ для генератора мощностью 3,3 МВ·А в различных режимах эксплуатации. На рис. 10 кривые вещественной и мнимой частей коэффициента $\underline{k}_\vartheta$ нанесены отдельно. Вещественная часть соответствует синхронизирующей мощности, представленной на рис. 4. Мнимая часть, соответствующая асинхронной мощности, имеет одно или несколько экстремальных значений. Одно из них (при частоте колебаний около 5 Гц) вызвано влиянием демпферной обмотки, а второе (при частоте колебаний около 0,3 Гц) — демпфирующим влиянием обмотки возбуждения. Так как при колебаниях ротора относительно среднего угла нагрузки, равного нулю, в обмотке возбуждения не индуктируется ЭДС, эта демпфирующая составляющая имеет место только при значительных углах нагрузки, т. е. при активной нагрузке или при недовозбуждении.

По кривым для комплексного коэффициента синхронизирующей мощности можно судить о колебаниях всего агрегата. Режим резонанса (фазовый резонанс) наступает в случае, если в уравнении (43) вещественная часть в скобках равна нулю.

Так как первое слагаемое в скобках в уравнении (43) — вещественное число, то решение можно найти графически. Для этого надо найти точку пересечения кривой, соответствующей вещественной части комплексного коэффициента синхронизации, с кривой, соответствующей динамическому моменту инерции агрегата

$$Y = \frac{2\pi T_a}{f_N} f^2. \tag{45}$$

На рис. 10 эта кривая нанесена для значения Y, равного $(2\pi \times 3/50) f^2$.

Следовательно, для указанных на рис. 10 трех режимов мы получаем резонансные частоты $f_{r1} = 2{,}1$ Гц; $f_{r2} = 2{,}4$ Гц; $f_{r3} = 2{,}7$ Гц.

Частота колебаний f_e, при которой машина начинает работать в новом режиме нагрузки, при хорошем демпфировании значительно ниже резонансной частоты. Ее можно определить приближенно, исходя из резонансной частоты:

$$f_e = f_r \sqrt{1 - \left(\frac{\mathrm{Im}\underline{k}_\vartheta}{2\mathrm{Re}\underline{k}_\vartheta}\right)^2}. \tag{46}$$

Логарифмический декремент процесса колебаний имеет вид

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\sqrt{\left(\frac{2\mathrm{Re}\underline{k}_\vartheta}{\mathrm{Im}\underline{k}_\vartheta}\right)^2 - 1}}. \tag{47}$$

Отметим, что при вычислении вещественной $\mathrm{Re}\underline{k}_\vartheta$ и мнимой $\mathrm{Im}\underline{k}_\vartheta$ частей комплексного коэффициента в выражениях (46) и (47) следует использовать те же самые значения, которые справедливы для резонансной частоты.

Затухающие колебания устанавливаются в случае, когда мнимая часть коэффициента $\underline{k}_\vartheta$ имеет при резонансной частоте положительные значения. У явнополюсных синхронных машин без полной демпферной обмотки мнимая часть коэффициента $\underline{k}_\vartheta$ в рабочих режимах при малых углах нагрузки обычно мала, так как обмотка возбуждения здесь также не содействует затуханию. Если машина соединена с сетью через шины или кабели с большим активным сопротивлением, то мнимая часть коэффициента $\underline{k}_\vartheta$ в определенном диапазоне частот может быть

отрицательной. В случае если резонансная частота находится в этом же диапазоне частот, то машина попадает в режим колебаний с резонансной частотой при отсутствии колебаний на валу приводного двигателя. Эти так называемые самовозбуждающиеся колебания указывают, что демпфирование всей системы колебаний является отрицательным. Неверные уставки регуляторов напряжения и скорости вращения также могут уменьшить степень демпфирования и способствуют возникновению самовозбуждающихся колебаний (см. главу 15).

Соотношения для расчета амплитуды угла смещения и мощности вынужденных колебаний, полученные при определенных упрощающих предположениях, могут быть выведены также с помощью комплексного коэффициента синхронизации.

Для вектора угла смещения из уравнения (43) получаем

$$\underline{\vartheta}' = \frac{\underline{P}'_M}{P_N} \cdot \frac{1}{\underline{k}_{\vartheta}(f) - \frac{2\pi T_a}{f_N} f^2}, \tag{48}$$

а для вектора мощности колебаний

$$\underline{P}'_w = \underline{P}'_M \frac{\underline{k}_{\vartheta}(f)}{\underline{k}_{\vartheta}(f) - \frac{2\pi T_a}{f_N} f^2}. \tag{49}$$

5. Колебания асинхронных машин

С точки зрения процессов при колебаниях асинхронные машины могут быть рассмотрены как частный случай синхронных. Для того чтобы применить методы аналитического исследования колебаний, использованные нами для синхронных машин, необходимо учесть следующие особенности асинхронных машин: 1) отсутствие обмотки возбуждения; 2) равенство сопротивлений магнитной цепи по продольной и поперечной осям.

Учитывая, что для асинхронной машины $\underline{x}_d(f) = \underline{x}_q(f)$, из уравнения (44) получаем

$$\underline{k}_{\vartheta} = p_b + \frac{u^2}{\underline{x}(f)}. \tag{50}$$

Выражение для операторного реактивного сопротивления асинхронной машины можно получить из операторного реактивного сопротивления по поперечной оси синхронной машины (см. главу 6). Обозначим:

$x_q = x_L$ — реактивное сопротивление, соответствующее режиму холостого хода синхронного двигателя; может быть измерено при вращении асинхронной машины с синхронной скоростью с помощью другого двигателя;

$x_q'' = x_K'$ — реактивное сопротивление, соответствующее режиму короткого замыкания ($s=1$) асинхронного двигателя; может быть измерено при заторможенном роторе;

$T_q'' = T_K$ — постоянные времени при коротком замыкании ($s=1$) асинхронного двигателя.

Отметим, что реактивные сопротивления x_q и x_q'' выражены в относительных единицах.

Запишем:

$$\frac{1}{\underline{x}(f)} = \frac{1}{x_L} + \left(\frac{1}{x_K} - \frac{1}{x_L}\right) \frac{j2\pi f T_K}{1 + j2\pi f T_K}. \tag{51}$$

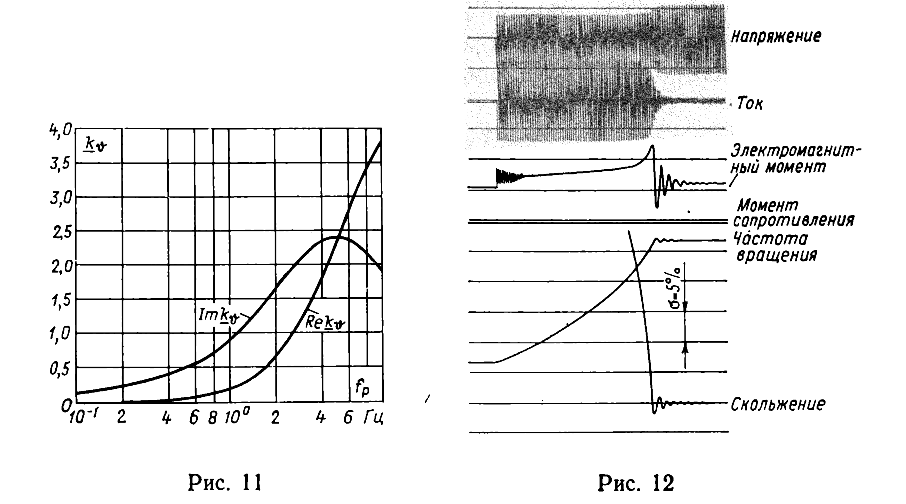


Рис. 11 Рис. 12

Относительная реактивная мощность асинхронного двигателя при вращении с синхронной скоростью

$$p_b = u^2/x_L. \tag{52}$$

Соотношение между постоянной времени при коротком замыкании ($s=1$) и критическим скольжением, соответствующим максимальному моменту, таково:

$$T_K = \frac{1}{2\pi f_N s_k}. \tag{53}$$

Из уравнений (50) — (53) можно вывести выражение для расчета комплексного коэффициента синхронизирующей мощности асинхронного двигателя в виде

$$\underline{k}_\vartheta = u^2 \left(\frac{1}{x_K} - \frac{1}{x_L}\right) \frac{jf}{f_N s_k + jf}. \tag{54}$$

Уравнения (51) и (53) справедливы, строго говоря, лишь для машин с фазным ротором. Однако приближенно их можно использовать и для двигателей с короткозамкнутым ротором, в стержнях которого более отчетливо выражен поверхностный эффект.

На рис. 11 представлены кривые комплексного коэффициента синхронизирующей мощности для асинхронного двигателя со следующими параметрами: $x_L=5$; $x_K=0{,}2$; $s_k=0{,}1$. Следует отметить, что при высоких частотах колебаний вещественная часть коэффициента $\underline{k}_\vartheta$ отлична от нуля. Это означает, что при этих частотах имеет место определенная синхронизирующая мощность. Следовательно, в этом диапазоне частоты могут возникнуть как свободные, так и вынужденные колебания. Они могут быть определены методами, изложенными в § 4.

Если при этом логарифмический декремент, вычисленный из уравнений (47), является мнимым, то мы имеем апериодический процесс. Обычно при больших динамических моментах инерции двигателя и рабочего механизма возникает апериодический процесс. Если же постоянная времени разгона T_a имеет тот же порядок, что и постоянная T_K, или T_a меньше T_K, то возникают колебания, вследствие которых асинхронная машина при увеличении скорости может превзойти синхронную скорость. Это показано на осциллограмме (рис. 12).

6. Совместные колебания синхронных генераторов и асинхронных двигателей

При аналитическом исследовании колебаний ряда синхронных машин, питаемых от общей сети, целесообразно рассматривать каждую из них раздельно, так как каждая такая машина характеризуется собственной синхронизирующей мощностью. Однако при аналитическом исследовании колебаний асинхронных машин с достаточной точностью их можно рассматривать совместно, так как в практических случаях их влияние на сеть незначительно, а отдельные параметры обычно едва ли известны.

Номинальная мощность P_{NA} и постоянная времени разгона T_{aA} эквивалентного асинхронного двигателя определяются исходя из постоянной времени T_{an} и мощности P_{Nn} каждого из n параллельно работающих двигателей в виде

$$P_{NA}=\sum_n P_{Nn} \tag{55}$$

и

$$T_{aA}=\frac{1}{P_{NA}}\sum_n P_{Nn}T_{an}. \tag{56}$$

На схеме (рис. 13) представлен ряд синхронных генераторов, работающих на общие шины; от этих шин питается несколько асинхронных двигателей, замененных одним эквивалентным. Напряжение сети характеризуется вектором $\underline{E}_n$, а общая мощность асинхронных машин в сети — величиной S_n. Векторная диаграмма напряжений представлена на рис. 14.

Вектор напряжения сети $\underline{U}_N$ может колебаться относительно вектора $\underline{U}_r$, вращающегося равномерно; угол между этими векторами обозначен ϑ_n. Вектор $\underline{E}_p$ ЭДС ротора за синхронным сопротивлением каждого из генераторов может колебаться относительно напряжения сети $\underline{U}_N$; соответствующие углы между векторами $\underline{E}_p$ и $\underline{U}_N$ обозначим ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3, ... (рис. 14).

Рассмотрим лишь избыточные составляющие мощности, появляющиеся при отклонении от синхронного режима работы, при котором имеет место состояние равновесия. Для упрощения пренебрежем асинхронной мощностью (23). Тогда из уравнения (25) для каждой синхронной машины

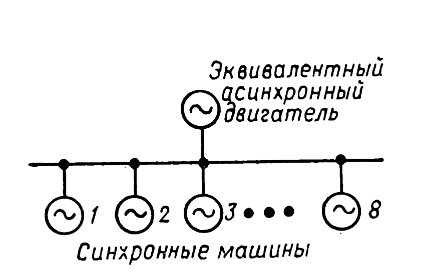


Рис. 13

Рис. 14

получаем следующее уравнение баланса мощности (1, 2, ... — номера машин):

$$S_{\vartheta 1}\Delta\vartheta_1 + \frac{T_{a1}}{\omega_N}\cdot\frac{d^2(\Delta\vartheta_1 - \Delta\vartheta_n)}{dt^2} = 0;$$

$$S_{\vartheta 2}\Delta\vartheta_2 + \frac{T_{a2}}{\omega_N}\cdot\frac{d^2(\Delta\vartheta_2 - \Delta\vartheta_n)}{dt^2} = 0; \tag{57}$$

. . . .

Уравнение баланса мощности для эквивалентной асинхронной машины

$$S_{\vartheta A}\Delta\vartheta_A + \frac{T_{aA}}{\omega_N}\cdot\frac{d^2(\Delta\vartheta_A - \Delta\vartheta_N)}{dt^2} = 0. \tag{58}$$

Здесь $S_{\vartheta A}$ — вещественная часть комплексного коэффициента $\underline{k}_\vartheta$, вычисляемого из уравнения (54).

Приращения мощности, указанные в (57), все машины отдают в сеть и тем самым увеличивают частоту вращения эквивалентной асинхронной машины. Следовательно, энергетический баланс может быть записан в виде

$$P_{N1}S_{\vartheta 1}\Delta\vartheta_1 + P_{N2}S_{\vartheta 2}\Delta\vartheta_2 + \ . \ . \ . + P_{NA}S_{\vartheta A}\Delta\vartheta_A = 0. \tag{59}$$

Нами получена система линейных дифференциальных уравнений. Для того чтобы ее решить, предположим, что углы $\Delta\vartheta_1$, $\Delta\vartheta_2$, ..., $\Delta\vartheta_n$ являются гармоническими функциями вида $\Delta\vartheta = \hat{\vartheta}\cdot\cos\nu t$ и, следовательно,

$$\frac{d^2\Delta\vartheta}{dt^2} = -\nu^2\hat{\vartheta}\cos\nu t, \tag{60}$$

где $\hat{\vartheta}_1$, $\hat{\vartheta}_2$, ..., $\hat{\vartheta}_n$ — амплитуды углов.

Определим частоту колебаний ν, удовлетворяющую этой системе уравнений. Обозначим аналогично (28)

$$\frac{\omega_N S_{\vartheta 1}}{T_{a1}} = \nu_1^2; \quad \frac{\omega_N S_{\vartheta 2}}{T_{a2}} = \nu_2^2 \text{ и т. д.} \tag{61}$$

Величины ν_1, ν_2 мы назовем независимыми частотами. Такие частоты имела бы каждая машина согласно уравнениям (57) и (58), если бы она работала на сеть бесконечной мощности при угле $\Delta\vartheta_n = 0$. Тогда из этой системы уравнений мы получаем

$$\begin{aligned} &\nu_1^2 \hat{\vartheta}_1 - \nu^2 \left(\hat{\vartheta}_1 - \hat{\vartheta}_n\right) = 0; \\ &\nu_2^2 \hat{\vartheta}_2 - \nu^2 \left(\hat{\vartheta}_2 - \hat{\vartheta}_n\right) = 0; \\ &\dots\dots\dots\dots\dots \\ &\nu_A^2 \hat{\vartheta}_A - \nu^2 \left(\hat{\vartheta}_A - \hat{\vartheta}_n\right) = 0. \end{aligned} \tag{62}$$

Следовательно, отношения амплитуд углов колебаний каждого из генераторов $\hat{\vartheta}_1$, $\hat{\vartheta}_2$, ... к амплитуде угла $\hat{\vartheta}_n$ сети будут

$$\begin{aligned} &\frac{\hat{\vartheta}_1}{\hat{\vartheta}_n} = \frac{\nu^2}{\nu_1^2 - \nu^2}; \\ &\frac{\hat{\vartheta}_2}{\hat{\vartheta}_n} = \frac{\nu^2}{\nu_2^2 - \nu^2} \text{ и т. д.} \end{aligned} \tag{63}$$

Из уравнения (59) получаем соотношение для амплитуд

$$P_{N1} S_{\vartheta 1} \hat{\vartheta}_1 + P_{N2} S_{\vartheta 2} \hat{\vartheta}_2 + \dots + P_{NA} S_{\vartheta A} \hat{\vartheta}_A = 0. \tag{64}$$

Подставим в это уравнение выражения для амплитуд угла каждого из генераторов в соответствии с уравнением (63):

$$\hat{\vartheta}_n \nu^2 \left(\frac{P_{N1} S_{\vartheta 1}}{\nu_1^2 - \nu^2} + \frac{P_{N2} S_{\vartheta 2}}{\nu_2^2 - \nu^2} + \dots + \frac{P_{NA} S_{\vartheta A}}{\nu_A^2 - \nu^2} \right) = 0. \tag{65}$$

Согласно уравнению (65) угол $\hat{\vartheta}_n$ может принимать значения, отличные от нуля, лишь тогда, когда один из остальных сомножителей равен нулю, т. е. либо при

$$\nu^2 = 0, \tag{66}$$

либо при

$$\frac{P_{N1} S_{\vartheta 1}}{\nu_1^2 - \nu^2} + \frac{P_{N2} S_{\vartheta 2}}{\nu_2^2 - \nu^2} + \dots + \frac{P_{NA} S_{\vartheta A}}{\nu_A^2 - \nu^2} = 0. \tag{67}$$

Первый корень означает, что вектор напряжения сети и все векторы ЭДС за синхронным сопротивлением могут совместно колебаться относительно равномерно вращающегося вектора $\underline{u}_r$ (рис. 14). Корни уравнения (67) определяют частоты колебаний относительно друг друга ЭДС за синхронным сопротивлением машин, подключенных к сети. Из этого уравнения, следовательно, можно определить частоту свободных колебаний параллельно работающих машин.

Однако сначала возникает вопрос, как следует практически вычислять коэффициент S_ϑ для различных машин. Для точных расчетов нам следовало бы каждый раз подставлять в (67) значение S_ϑ, справедливое именно для рассматриваемой частоты ν. Но так как при рассмотрении синхронных машин интерес представляет точность в зоне резонансных частот ν_1, ν_2, ν_3, то достаточно подставить значение, справедливое для этой резонансной частоты. Обычно оно находится вблизи переходных значений. У асинхронных машин величина S_{ϑ_A} колеблется в широких пределах и снижается до нуля при очень низких частотах. Здесь мы будем использовать величину S_{ϑ_A} в зависимости от частоты.

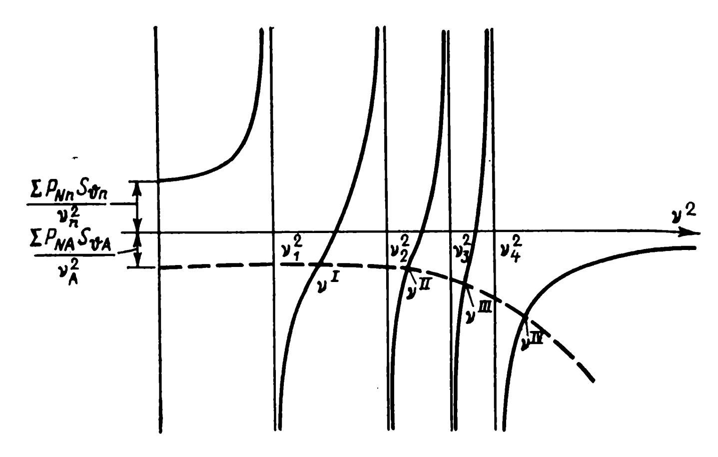


Рис. 15

Решим уравнение (67) графически, для чего его удобнее представить в виде

$$\frac{P_{N1} S_{\vartheta 1}}{\nu_1^2 - \nu^2} + \frac{P_{N2} S_{\vartheta 2}}{\nu_2^2 - \nu^2} + \cdots = -\frac{P_{NA} S_{\vartheta A}}{\nu_A^2 - \nu^2}. \tag{68}$$

Отложим по оси абсцисс значения ν^2 (рис. 15), а по оси ординат — левую часть уравнения (68). Выражения в левой части, которые относятся к отдельным генераторам, дают в этом изображении кривые, асимптотами которых являются прямые $\nu^2 = \text{const} = \nu_1^2$, ν_2^2, ν_3^2 и т. д.

Кривые, изображенные сплошными линиями на рис. 15, характеризуют в совокупности генераторы системы. Там же изображена штриховая кривая для эквивалентного асинхронного двигателя. Кривые для генераторов пересекают при этом кривую для двигателей столько раз, сколько имеется генераторов. Точки пересечения ν^I, ν^{II}, ν^{III} и т. д. являются решениями уравнения (68), т. е. собственными частотами, которые характеризуют колебания роторов генераторов относительно друг друга. Для n различных генераторов имеет место n собственных частот колебаний. Они несколько выше, чем частоты генераторов, работающих независимо от сети бесконечной мощности.

Если мощность асинхронных двигателей, питаемых от сети, мала, то кривая, характеризующая двигатели, сдвигается относительно оси ν^2 на рис. 15. Все собственные частоты становятся больше и сдвигаются к ближайшему наибольшему значению «независимой» частоты.

Роторы всех машин электростанций, работающих параллельно, могут иметь значительное число собственных частот колебаний. Минимальное число частот при совершенно однотипных генераторах равно двум, а максимальное число задается числом синхронных машин, имеющих различные параметры. Частоты изменяются не только в соответствии с изменением «независимых» частот ν_1, ν_2, ν_3, ... машин (например, при изменении их возбуждения или нагрузки) и не только из-за подключения или отключения синхронных машин, но и в зависимости от изменения числа двигателей, находящихся в эксплуатации, или же их нагрузки. Все эти колебания совершаются совместно, накладываясь друг на друга, так что у протяженной сети с большим числом синхронных машин имеется большое число собственных частот.

В то время как амплитуды $\hat{\nu}_n$ всех этих собственных частот колебаний в сети могут быть одного порядка, для каждого отдельно взятого генератора имеется определенная частота, которая выражена наиболее резко. Например, амплитуда $\hat{\nu}_1$ угла колебаний первого генератора определяется согласно уравнению (63) отношением, знаменатель которого равен разности квадрата круговой частоты ν_1 и квадрата рассматриваемой собственной частоты ν. Эта разность имеет особенно малое значение только для такой собственной частоты ν^{I}, которая находится непосредственно по соседству с «независимой» собственной частотой ν_1. Для всех иных круговых частот колебаний (ν^{II}, ν^{III} и т. д.) разность в знаменателе, однако, значительно больше. При этом первый генератор характеризуется значительной амплитудой $\hat{\vartheta}_1$ угла колебаний только для этой круговой частоты ν^{I}, а для всех иных собственных круговых частот имеют место лишь слабые колебания. Таким образом, каждый генератор имеет преобладающую амплитуду угла колебаний для той собственной частоты, которая находится непосредственно по соседству с «независимой» частотой. При возбуждении колебаний посредством пульсирующего приводного момента одной из машин может оказаться, что ротор этой машины колеблется очень слабо, в то время как ротор другой машины, который более чувствителен к частоте пульсаций, имеет очень большие амплитуды колебаний.

При возбуждении колебаний путем внезапного изменения нагрузки ротор каждой отдельной синхронной машины, имеющий определенный динамический момент инерции, также характеризуется преимущественно единственным, наиболее сильно выраженным колебанием.

В сети все колебания налагаются друг на друга, причем при наложении эта совокупность колебаний может привести к беспорядочным результирующим колебаниям, которые очень запутывают возникающую картину колебаний; в этом случае может иметь место обмен мощностями между отдельными участками сети.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

УДАРНЫЕ НАГРУЗКИ МАШИН ТРЕХФАЗНОГО ТОКА

При внезапном изменении электрической или механической нагрузки синхронной машины угол нагрузки ϑ должен перейти из одного установившегося состояния в другое. Однако такой переход ввиду наличия маховых (инерционных) масс полюсов далеко не всегда может произойти мгновенно и обычно

сопровождается переходными колебаниями. Ниже мы проведем расчет амплитуд и характера изменения этих колебаний. Сперва ограничимся небольшими колебаниями, синхронизирующие силы которых можно считать постоянными. При этом угол качания ϑ'' и скольжение качания s'' свободных колебаний по уравнениям (26) и (27) главы 12 составят

$$\begin{aligned} \vartheta'' &= \hat{\vartheta}'' e^{-\frac{\rho}{2}t} \cos(\nu t + \gamma); \\ s'' &= \hat{s}'' e^{-\frac{\rho}{2}t} \sin(\nu t + \gamma), \end{aligned} \tag{1}$$

причем амплитуды $\hat{\vartheta}''$ и $\hat{s}''$ связаны между собой соотношением

$$\hat{s}'' = \frac{\nu}{\omega_N} \hat{\vartheta}''. \tag{2}$$

1. Колебания при включении

Рассмотрим случай, когда синхронная машина в возбужденном состоянии внезапно подключается к заданной сети, причем ни фазы напряжения ротора и напряжения сети, ни их частоты точно не совпадают. Имеют место сдвиг фаз ϑ_0 и разность частот, или скольжение s_0. При этом переходные величины уравнения (1) представляют собой в момент включения непосредственно разность установившихся значений до и после коммутации. Следовательно, в качестве граничных условий для $t=0$ получаем

$$\begin{aligned} \hat{\vartheta}'' \cos\gamma &= \vartheta_0; \\ -\frac{\nu}{\omega_N} \hat{\vartheta}'' \sin\gamma &= s_0. \end{aligned} \tag{3}$$

Разделив одно уравнение на другое, получим фазовый угол свободных колебаний:

$$\operatorname{tg}\gamma = -\frac{\omega_N}{\nu} \cdot \frac{s_0}{\vartheta_0}. \tag{4}$$

При подстановке этого выражения в первое уравнение (3) можно определить амплитуду колебаний угла

$$\hat{\vartheta}'' = \frac{\vartheta_0}{\cos\gamma} = \vartheta_0 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\gamma} = \sqrt{\vartheta_0^2 + \left(\frac{\omega_N}{\nu}\right)^2 s_0^2}, \tag{5}$$

а отсюда по уравнению (2) — амплитуду скольжения

$$\hat{s}'' = \sqrt{\left(\frac{\nu}{\omega_N}\right)^2 \vartheta_0^2 + s_0^2}. \tag{6}$$

Таким образом, амплитуда переходных колебаний определяется как разностью фаз, так и разностью частот при включении. Поскольку в полученные соотношения входят квадраты этих двух величин, то указанные разности никогда не смогут компенсировать друг друга, а наоборот, они постоянно усиливаются независимо от их знака.

Если машина включается с точно выверенной угловой частотой вращения и частотой колебаний тока, т. е. с $s_0=0$, однако ее фаза отстает, например, на $\vartheta_0=30°$, то ротор будет втягиваться сетью в синхронное положение, пройдет через него с частотой, отличающейся от синхронной частоты, или со скольжением, амплитуда которого по уравнению (6) составляет

$$\hat{s}''=\frac{\nu}{\omega_N}\vartheta_0, \tag{7}$$

и отклонится от положения равновесия в противоположном направлении, так что угол будет равен $-\vartheta_0$. Амплитуды колебаний будут постепенно уменьшаться с коэффициентом затухания $\rho/2$, который несколько уменьшает уже первую амплитуду колебания.

Если же, с другой стороны, машина включается с точным положением фазы, т. е. с $\vartheta_0=0$, однако с частотой, несколько отклоняющейся от синхронной частоты в соответствии со скольжением s_0, то тогда угол нагрузки сразу же после включения отклоняется от положения равновесия, а именно в соответствии с уравнением (5) вплоть до фазового угла

$$\hat{\vartheta}''=\frac{\omega_N}{\nu}s_0, \tag{8}$$

и приближается к конечному состоянию также с затухающими колебаниями.

Уравнения (7) и (8) выражают законы эквивалентности разностей частот и фаз. Например, отклонению скорости вращения (скольжению) на 1% при правильном положении фазы ($\vartheta_0=0$), номинальной частоте 50 Гц и частоте качаний 1,25 Гц согласно уравнению (8) соответствует угловая погрешность

$$\hat{\vartheta}''=\frac{50}{1,25}\cdot\frac{1}{100}=0,4\ \text{рад}=0,4\cdot\frac{180°}{\pi}=23°.$$

Этому углу соответствует уже значительная часть номинальной мощности машины. Если включить машину со сдвигом фаз $\vartheta_0=20°$ и отклонением частоты вращения на 1%, то по уравнению (5) с учетом предыдущего уравнения получается амплитуда колебаний угла

$$\hat{\vartheta}''=\sqrt{20^2+23^2}=30,5°,$$

сопровождаемых соответствующими резкими колебаниями мощности. В зависимости от демпфирования машины в соответствии с уравнением (1) действительный угол отклонения заметно уменьшается уже после первого полупериода колебаний. Эти условия приведены на рис. 1. Следовательно, в тех случаях, когда при синхронизации желательно избежать неожиданных сильных качаний ротора с соответствующими большими колебаниями мощности, необходимо добиваться весьма точного согласования частот машины и сети. Качания мощности проще всего определить из уравнения (22) главы 12:

$$P_w = S_\vartheta P_N \hat{\vartheta}''. \tag{9}$$

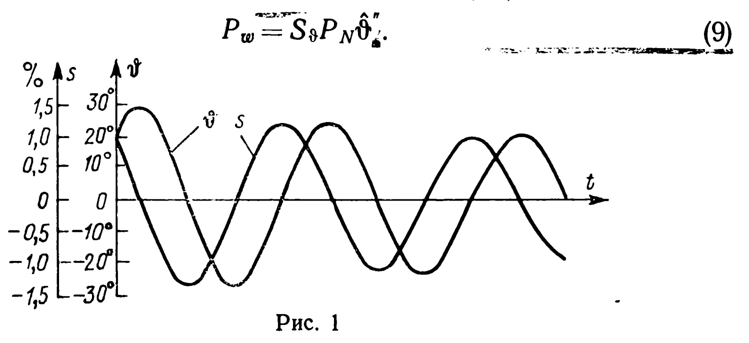


Рис. 1

Для приведенного выше примера с коэффициентом синхронизирующей мощности $S_\vartheta = 2$ получается

$$P_w = 2 \cdot \frac{30,5^\circ}{180^\circ/\pi} P_N \approx 1,1 P_N,$$

т. е. качания мощности уже больше номинальной мощности машины.

Для оценки колебаний машины удобно ввести в расчет период качания

$$\tau = 2\pi/\nu, \tag{10}$$

а также период биений синхронизируемых напряжений, который обратно пропорционален разности частот,

$$\tau' = \frac{2\pi}{s_0 \omega_N}. \tag{11}$$

С учетом этих величин из уравнения (5) получим амплитуду колебания угла после включения

$$\hat{\vartheta}'' = \sqrt{\vartheta_0^2 + (\tau/\tau')^2}. \tag{12}$$

Отсюда видно, что период биений перед включением, равный периоду собственных колебаний после подключения, даже при отсутствии сдвига фаз приводит к амплитуде угла качания $\hat{\vartheta}'' = 1$ рад $= 180^\circ/\pi = 57,3^\circ$.

Поэтому во избежание сильных толчков мощности необходимо очень точно отрегулировать скорость вращения машины, так, чтобы период биений синхронизируемых напряжений во много раз превышал период качаний ротора. В условиях эксплуатации это требование часто бывает трудновыполнимым, если частота сети во время подготовки к синхронизации также подвержена колебаниям.

2. Устойчивость при скачкообразном изменении нагрузки

При медленном повышении нагрузки синхронной машины, работающей на сравнительно мощную сеть, путем подвода значительной энергии к ее первичному двигателю можно в соответствии с рис. 2 довести ее мощность до максимальной без нарушения синхронизма. Если же нагружать машину скачкообразно (толчком), то угол нагрузки ϑ, как мы видели выше, увеличивается до уровня, значительно превышающего установившееся значение, и машина при этом может начать работать в соответствии с падающей ветвью характеристики мощности на рис. 2. Синхронная мощность теряет свою пропорциональность углу нагрузки ϑ, с учетом чего необходимо расширить наше исследование. При этом вначале предположим, что до и после скачка мощности длительно не сохраняется разность частот и что затухание системы незначительно.

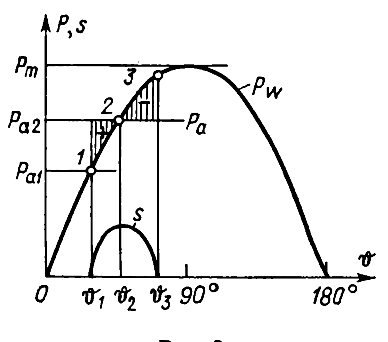


Рис. 2

Инерционная мощность будет в этом случае определяться разностью механической мощности первичного двигателя и синхронной мощности, так что баланс мощности синхронной машины имеет выражение

$$P_\Theta = P_a - P_w. \tag{13}$$

Эту величину можно определить по рис. 2 как разность синхронной мощности и постоянной мощности первичного двигателя, если обе они нанесены в зависимости от угла нагрузки ϑ. Путем интегрирования определяем свободную потенциальную энергию

$$W_\Theta = \int (P_a - P_w)\, d\vartheta = \int (P_a - P_m \sin\vartheta)\, d\vartheta. \tag{14}$$

В последнее выражение входит синхронная мощность P_w, имеющая синусоидальную характеристику, изображенную на рис. 2. Разность механической энергии первичного двигателя и синхронной электрической энергии определяется заштрихованными участками на рис. 2 и может быть поэтому легко установлена графическим путем.

Мощность, развиваемую маховыми массами согласно уравнению (24) главы 12, можно поставить в соответствие с углом нагрузки ϑ, если заменить элемент времени dt из уравнения (20) главы 12 угловым элементом:

$$dt = \frac{d\vartheta}{\omega_N s}. \tag{15}$$

При этом будет

$$P_\Theta = \frac{T_a P_N}{\omega_N} \cdot \frac{d^2\vartheta}{dt^2} = T_a P_N \frac{ds}{dt} = T_a P_N \omega_N s \frac{ds}{d\vartheta}. \tag{16}$$

Отсюда находим кинетическую энергию маховых масс

$$W_\Theta = \int P_\Theta d\vartheta = \omega_N T_a P_N \int s\, ds = \omega_N T_a P_N s^2/2. \tag{17}$$

Таким образом, энергия качания прямо пропорциональна квадрату скольжения. Поэтому по уравнению (14) можно определить скольжение

$$s = \sqrt{\frac{2}{\omega_N T_a P_N} \int (P_a - P_w)\, d\vartheta}\,. \tag{18}$$

Следовательно, если, исходя из какого-либо начального состояния, извлечь корень, соответствующий заштрихованным участкам на рис. 2, то получим соответствующее скольжение для каждого угла, как это показано на рисунке. Для синусоидального изменения синхронной мощности P_w скольжение имеет в зависимости от угла ϑ аналитическое выражение

$$s = \sqrt{\frac{2}{\omega_N T_a P_N} [P_a (\vartheta - \vartheta_1) - P_m (\cos\vartheta - \cos\vartheta_1)]}\,. \tag{19}$$

Для иной зависимости синхронной мощности от угла нагрузки ϑ интегрирование целесообразно производить графически *.

* Интегрирование следует произвести при помощи наиболее целесообразного для расчетчика средства. Таковым может быть и ЭЦВМ. *(Прим. редактора перевода.)*

Для получения зависимости угла нагрузки ϑ от времени подставим уравнение (18) в уравнение (15) и после интегрирования получим

$$t = \frac{1}{\omega_N} \int \frac{d\vartheta}{s} = \sqrt{\frac{T_a P_N}{2\omega_N}} \int \frac{d\vartheta}{\sqrt{\int (P_a - P_w)\, d\vartheta}}. \tag{20}$$

Поскольку этот интеграл всегда можно вычислить, то можно также и определить изменение угла нагрузки ϑ во времени для заданной зависимости между мощностью и углом. Поэтому уравнение (20) представляет собой полное решение проблемы. Однако аналитическое решение уравнения (20) приводит даже в простейшем случае к эллиптическим интегралам.

Для практического решения задачи целесообразным представляется интегрирование методом последовательных интервалов, что будет пояснено ниже. При этом для определения изменения скольжения в зависимости от угла нагрузки ϑ сперва используется уравнение (18). Затем из этой зависимости можно с помощью уравнения (20) определять изменение времени в зависимости от угла нагрузки ϑ.

Уравнения (18) и (20) справедливы для любой зависимости мощности P_w от угла нагрузки ϑ. Для наглядности на рис. 2 было выбрано синусоидальное изменение мощности P_w, справедливое для турбогенераторов в установившемся режиме ($E_p = \text{const}$) при очень медленных изменениях угла нагрузки.

В действительности эти качания ротора протекают в диапазоне времени, в течение которого проявляется электромагнитная инерция обмоток ротора. Определение этой действительной зависимости от времени является чрезвычайно сложным, и его можно выполнить только с помощью аналоговых или цифровых вычислительных машин. Однако удовлетворительные приближения можно получить, если предположить, что в течение всего неустановившегося процесса имеет место переходный процесс, характеризующийся постоянным потокосцеплением (постоянной намагничивающей силой) обмотки возбуждения ($E_d' = \text{const}$). При этом уравнение (10) главы 12 принимает вид

$$P_w = \frac{U E_d'}{X_d'} \sin\vartheta + \frac{U^2}{2}\left(\frac{1}{X_q} - \frac{1}{X_d'}\right)\sin 2\vartheta. \tag{21}$$

При его решении всегда следует подставлять значение E_d', справедливое для исходного состояния. Несколько более грубое, но зато более простое приближение получается, если предположить, что все сверхпереходное напряжение E' главного

поля возбуждения остается во время переходного процесса постоянным. В результате этого уравнение (21) упрощается:

$$P_w = \frac{E'U}{X_d'} \sin\vartheta' = \frac{E'U}{X_d'} \sin\left[\vartheta - (\vartheta_0 - \vartheta_0')\right]. \quad (22)$$

Для E', ϑ_0 и ϑ_0' следует подставлять опять-таки значения, соответствующие начальному состоянию.

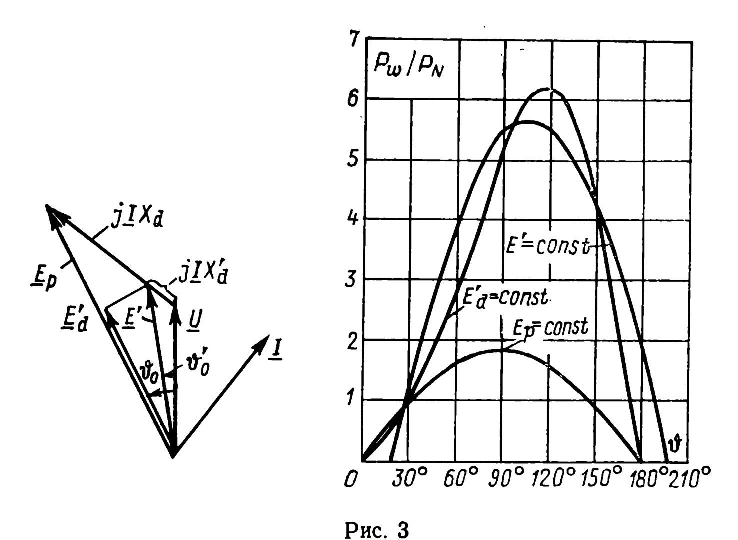


Рис. 3

На рис. 3 слева приведена векторная диаграмма турбогенератора с $X_d = X_q = 100\%$, $X_d' = 20\%$ и $\cos\varphi_N = 0{,}8$ для исходного состояния, соответствующего режиму номинальной нагрузки. Справа показано изменение P_w в зависимости от угла нагрузки ϑ, которое было рассчитано при различных предпосылках. Из графика видно, что вследствие переходных свойств машины сильно повышается ее активная мощность при изменениях угла нагрузки ϑ, в результате чего улучшается устойчивость. Приближение $E' = \text{const}$ также может достаточно хорошо отражать это изменение, однако это приближение становится неправомерным, если в исходном режиме имеют место сравнительно большие углы нагрузки.

Кривые в правой части рис. 3 справедливы для машины, подключенной к сети с бесконечной мощностью. Реактивные сопротивления проводов между машиной и сетью или другими машинами суммируются с реактивными сопротивлениями всех машин и приводят к уплощению кривой $P_w = f(\vartheta)$. При этом кривые переходного режима уплощаются сильнее кривых уста-

новившегося состояния, так что отдельные ветви кривых приближаются друг к другу.

Если синхронная машина имеет демпферную обмотку, то свободная потенциальная энергия, определяемая заштрихованными участками на рис. 2, постепенно поглощается, а выбег ротора за положение равновесия уменьшается. Инерционная мощность, выражавшаяся ранее уравнением (13), уменьшается на мощность демпфирования P_s, зависящую от движения

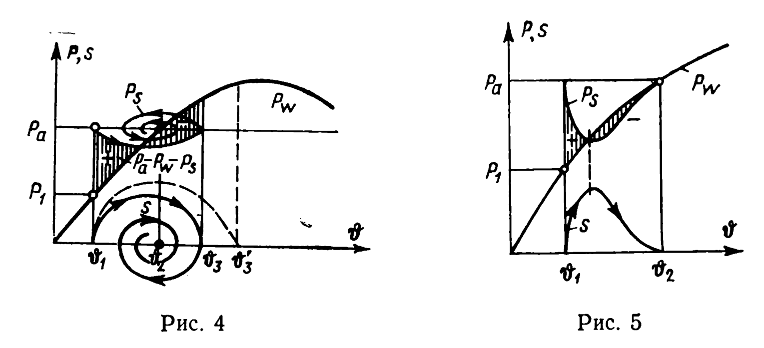


Рис. 4 Рис. 5

ротора. Поэтому уравнение мощности с использованием уравнения (16) имеет вид

$$P_\Theta = P_a - P_w - P_s = \frac{\omega_N}{2} T_a P_N \frac{d(s^2)}{d\vartheta}. \tag{23}$$

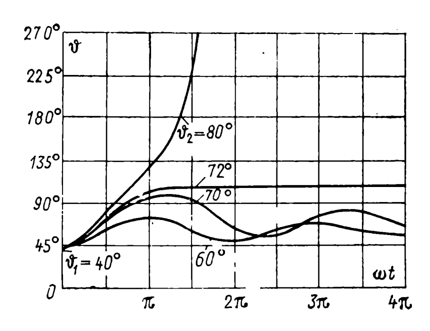
Здесь механическая мощность первичного двигателя P_a является, как правило, постоянной. Электрическая мощность P_w имеет в идеальном случае синусоидальную зависимость от угла нагрузки ϑ, однако ее действительная характеристика имеет часто более сложную форму. В свою очередь P_s зависит от скольжения, причем в большинстве случаев достаточно принять, что P_s пропорционально s. Лишь в редких случаях получается зависимость вроде изображенной на рис. 3 в главе 12.

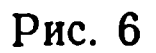
Интегрирование уравнения (23) дает

$$s = \sqrt{\frac{2}{\omega_N T_a P_N} \int (P_a - P_w - P_s)\, d\vartheta}\,. \tag{24}$$

По этому уравнению мы можем шаг за шагом построить вместо кривой незатухающего скольжения, приведенной на рис. 2, кривую затухающего скольжения, показанную на рис. 4. Для этой цели необходимо лишь каждый раз вычитать из разности $P_a - P_w$ мощность демпфирования P_s, которая определяется по предшествующему значению s. На рис. 4 даны последо-

вательные значения P_s, которые должны вычитаться из постоянной величины P_a. Таким путем свободная потенциальная энергия уменьшается до значений, которые приведены на рис. 4 для первого полупериода качания ротора в виде заштрихованных участков. При этом положительный участок уменьшается, а отрицательный увеличивается, вследствие чего скольжение не достигает максимального значения, соответствующего штриховой кривой для ротора без демпферной обмотки. Соответственно уменьшается и угол нагрузки ϑ_3 в первый полупериод и продолжает уменьшаться и в последующие полупериоды колебания.




Рис. 6

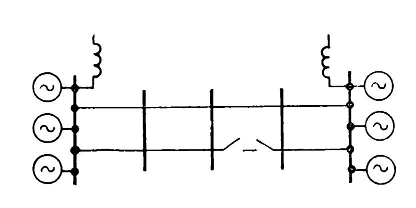


Рис. 7

При больших асинхронных демпфирующих силах, какие иногда имеют место в цилиндрических роторах из массивной стали, часто подавляется каждое колебание ротора и его переходное движение становится «ползучим». На рис. 5 показана апериодическая характеристика этого процесса.

Проинтегрировав по ϑ кривую скольжения $s=f(\vartheta)$ на рис. 4 в соответствии с уравнением (20), получим простую зависимость угла нагрузки от времени. На рис. 6 для разных по силе толчков нагрузки, которые возникают при начальном угле $\vartheta_1=40°$, показаны кривые последующих переходных колебаний угла нагрузки ϑ, рассчитанные также методом последовательных интервалов. Для того чтобы после толчка нагрузки машина продолжала устойчиво работать в синхронном режиме, конечное установившееся значение угла нагрузки ϑ не должно превышать 70°. При более сильных толчках нагрузки ротор выбегает за границу устойчивости и все больше удаляется от синхронного движения остальной системы.

Если между двумя сетями передается мощность по двухцепным линиям в соответствии с рис. 7 и произойдет отключение какого-либо участка одной из линий, то кривая передавае-

мой обменной мощности (рис. 8) скачкообразно изменится в зависимости от угла нагрузки ϑ вследствие повышения реактивного сопротивления. В статическом режиме могла бы еще продолжаться передача прежней мощности, тем не менее сети могут разделиться, если избыточная энергия участка A_1 на рис. 8, оказывающая ускоряющее действие на роторы, окажется больше энергии участка A_2, вызывающей их торможение. В этом случае скольжение s роторов в соответствии с уравнением (18) при угле ϑ_3 не достигает нулевого значения, а начинает вновь возрастать и сети распадаются. При помощи такой диаграммы

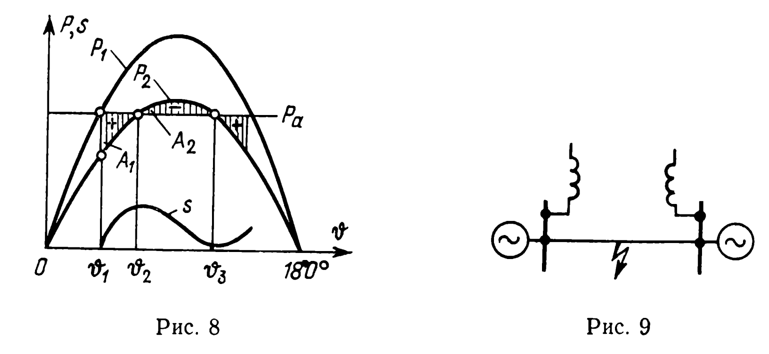


Рис. 8 Рис. 9

можно исследовать различные виды неисправностей и выяснить, сохранится ли устойчивая передача мощности *.

При трехфазном коротком замыкании на одноцепном участке линии между соединенными генераторами (рис. 9) напряжение при металлическом соприкосновении проводов снижается до нуля. Обмен мощностью между машинами прекращается, и роторы движутся независимо друг от друга. Разность механической мощности первичного двигателя и мощности на зажимах машины при этом ускоряет маховые массы соответствующей машины. Так как при коротком замыкании вблизи машины напряжение на зажимах также очень незначительно, то отдаваемая мощность, как правило, во много крат ниже мощности, которая отдавалась до короткого замыкания. Сохранят при этом машины первое время некоторую синхронность или же очень быстро произойдет рассинхронизация, зависит от особенностей конкретного случая. Для устойчивой работы благоприятно, если машины перед началом короткого замыкания имели приблизительно одинаковую нагрузку и по линии происходил обмен лишь незначительной частью мощности, а также

* При условии пренебрежения демпфированием колебаний. (*Прим. редактора перевода.*)

если машины имеют одинаковые механические постоянные времени пуска и короткое замыкание произошло приблизительно на одинаковом расстоянии от обеих машин. Очень неблагоприятен случай, когда одна из машин является синхронным генератором, а другая — синхронным двигателем, например на гидроаккумулирующей электростанции в насосном режиме. В этом случае один ротор тормозится, а другой ускоряется.

При длительном трехфазном коротком замыкании на линии (рис. 9) генераторы в любом случае сразу же или с некоторой задержкой выпадают из синхронизма. Если короткое замыкание является двухфазным, то даже при одноцепной линии поток энергии между машинами снижается приблизительно лишь наполовину и сохраняется значительная часть напряжения между исправным проводом и обоими замкнувшимися накоротко проводами. В этом случае опасность нарушения устойчивости значительно меньше. При коротком замыкании на двухцепной линии трехфазного тока (рис. 7) сохраняется соединение через вторую линию, однако напряжение на электростанциях значительно падает. При этом может сохраниться устойчивая передача электроэнергии, если короткое замыкание произошло не слишком близко от одной из станций.

Ток короткого замыкания и его апериодическая составляющая создают в генераторе толчки мощности, которые суммируются с отдаваемой генератором мощностью. При этом по большей части это такие толчки, которые колеблются с частотой 50 и 100 Гц. Быстрые колебания полностью воспринимаются маховыми массами и поэтому не оказывают существенного влияния на выпадение роторов из синхронизма, но могут при определенных условиях оказывать сильные механические воздействия на вал машины. Однако активные потери тока короткого замыкания представляют собой дополнительную нагрузку на генераторы и оказывают при известных обстоятельствах заметное влияние на синхронизм. В особенности при однофазном замыкании на землю в сетях, нейтрали которых заземлены через активные сопротивления, возникают толчки, которые соответствуют мощности больших токов короткого замыкания на землю в заземляющем сопротивлении. Однако падение напряжения при этом меньше, чем при коротком замыкании между проводами линии. При изолированной нейтрали системы замыкания на землю не оказывают существенного влияния на рабочее напряжение и не могут поэтому вызывать нарушения устойчивости передачи электроэнергии.

На рис. 10 показана осциллограмма мощностей двух синхронных генераторов, которые работали на одной электростанции и в момент времени t_1 подверглись действию трехфазного короткого замыкания через значительное реактивное сопротив-

ление. Напряжение при этом упало приблизительно до 30% их номинального значения, и машины выпали из синхронизма. После отключения короткого замыкания в момент времени t_2 спустя 5—6 с после его возникновения снова полностью вступили в действие синхронизирующие силы и генераторы втянулись в синхронизм с некоторым качанием. Так как это были турбогенераторы с мощными демпферными обмотками, то взаимная ресинхронизация и затухание качаний произошли довольно быстро.

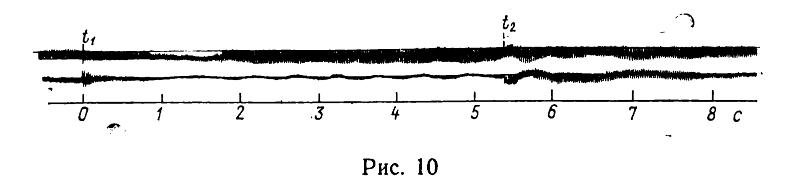


Рис. 10

3. Ресинхронизация после короткого замыкания

В общем случае выпадение из синхронизма синхронных машин работающих параллельно электростанций можно предотвратить лишь при условии, что будет ограничиваться длительность коротких замыканий, так что угол расхождения роторов машин не сможет стать во время короткого замыкания слишком большим. Исследуем ускорение машин под действием трехфазных коротких замыканий, являющихся наиболее опасными, так как они могут полностью нарушать синхронную связь между машинами.

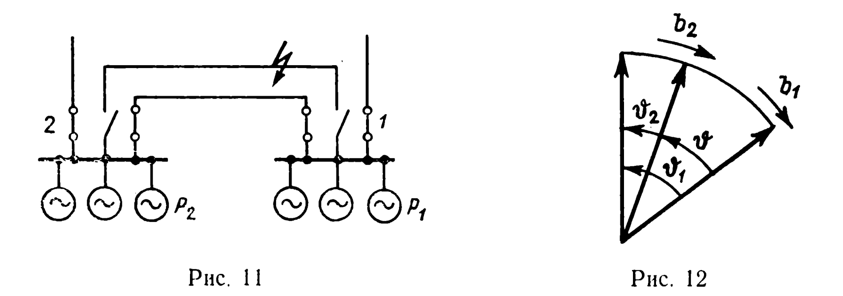


Рис. 11 Рис. 12

Когда короткое замыкание (рис. 11) отделяет электростанции *1* и *2* друг от друга и в сильной мере снижает их электрическую нагрузку вследствие падения напряжения, на обеих станциях внезапно образуются избыточные механические

мощности ΔP, вызывающие различные ускорения вращающихся маховых масс, а именно

$$b_1 = \frac{\Delta P_1}{(T_a P_N)_1} \quad \text{и} \quad b_2 = \frac{\Delta P_2}{(T_a P_N)_2}. \tag{25}$$

При этом b_1 и b_2 согласно уравнению (21) главы 12 являются отнесенными к круговой частоте угловыми ускорениями и отличаются друг от друга в соответствии с мощностями и механическими постоянными времени пуска машинных агрегатов. Поэтому машины электростанций «разбегаются» (теряют синхронизм) пропорционально разности относительных угловых ускорений

$$b = b_1 - b_2 \tag{26}$$

до тех пор, пока регуляторы первичных двигателей не установят их на пониженную мощность.

Если, например, на первой электростанции с механической постоянной времени пуска $T_{a1} = 7$ с в результате короткого замыкания создается избыток мощности $\Delta P_1/P_{N1} = 50\%$, а на второй электростанции с механической постоянной времени пуска $T_{a2} = 15$ с образуется избыток мощности $\Delta P_2/P_{N2} = 30\%$, то разность угловых ускорений по уравнениям (25) и (26) составляет

$$b = \frac{0,5}{7} - \frac{0,3}{15} = 5\%/\text{с}.$$

На рис. 12 схематично показаны соответствующие углы нагрузки ϑ_1 и ϑ_2 через некоторое время после возникновения короткого замыкания.

Наиболее неблагоприятные условия создаются, если короткое замыкание произошло очень близко от одной из электростанций, в результате чего она полностью разгружается, в то время как машины другой электростанции настолько удалены от него, что вследствие реактивных сопротивлений, находящихся между ними и местом короткого замыкания, они почти не изменяют своего напряжения и мощности. Если генераторы станции, вблизи которой произошло короткое замыкание, работали с полной нагрузкой, то будет

$$\Delta P_1 = P_{N1}; \ \Delta P_2 = 0. \tag{27}$$

Угловое ускорение по уравнениям (25) и (26) составляет $b = 1/T_{a1}$ и, следовательно, в наиболее неблагоприятном случае определяется только временем пуска машин аварийной электростанции. Для средней механической постоянной времени пуска $T_{a1} = 10$ с это дает $b = 1/10$ с$^{-1}$ $= 10\%/\text{с}$, так что машины близкой к месту короткого замыкания электростанции опережают машины другой станции с таким ускорением, что уже по

прошествии 1 с их частота превысит частоту машин удаленной от короткого замыкания станции на 10%.

Для любого другого времени скольжение определяется путем интегрирования углового ускорения в соответствии с уравнением (21) главы 12 по времени:

$$s=\int b\,dt=bt. \tag{28}$$

Таким образом, относительное скольжение между машинами электростанций возрастает пропорционально времени. Начиная с момента времени, когда вступают в действие регуляторы скорости, интегрирование должно производиться с переменными значениями ΔP и b.

Угол нагрузки ϑ определяется в зависимости от скольжения s согласно уравнениям (15) и (28):

$$\vartheta=\omega_N\int s\,dt=\omega_N b\int t\,dt=\frac{\omega_N b}{2}t^2. \tag{29}$$

Следовательно, этот угол растет пропорционально квадрату времени и для приведенного выше примера по истечении 1 с уже составляет

$$\vartheta=\pi\cdot 50\cdot\frac{1}{10}\cdot 1=5\pi\ \text{рад}=5\pi\cdot\frac{180^\circ}{\pi}=900^\circ.$$

Таким образом, ротор машин электростанции, вблизи которой произошло короткое замыкание, успевают за 1 с опередить роторы генераторов второй электростанции на 5 полюсных делений. В табл. 1 для рассмотренного примера приведены сколь-

Таблица 1

Устойчивость синхронных генераторов при близком коротком замыкании для $b=10\%/с$ и $\nu/(2\pi)=1{,}25$ Гц

Длительность короткого замыкания, с		0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,7	1,0
Во время короткого замыкания	Скольжение s по (28), %	1	2	3	4	5	7	10
	Угол нагрузки ϑ по (29), ... °	9	36	81	144	225	440	900
После отключения короткого замыкания	Ударный фазовый угол $\hat{\vartheta}''$ по (8), ... °	23	46	69	92	115	161	230
	Избыточный угол нагрузки $\hat{\vartheta}''$ по (30), ... °	25	58	106	171	—	—	—

жения и углы нагрузки ϑ при той или иной длительности короткого замыкания.

После отключения короткого замыкания вновь восстанавливается электромагнитная связь между электростанцией, близкой к месту короткого замыкания, и остальными электростанциями системы. Однако теперь эта электростанция имеет соответствующую уравнению (28) разность частот и соответствующий уравнению (29) сдвиг фаз по отношению к этим величинам в остальной сети. Если эти разности достаточно малы, то на машинах электростанции, близкой к месту короткого замыкания, возникают колебания угла включения, амплитуду которых мы рассчитывали по уравнению (5). Следовательно, амплитуда колебаний избыточного угла нагрузки после отключения короткого замыкания составляет

$$\hat{\vartheta}'' = \sqrt{\left(\frac{\omega_N b}{2} t^2\right)^2 + \left(\frac{\omega_N}{\nu} bt\right)^2} = \frac{\omega_N}{\nu} bt \sqrt{1 + \left(\frac{\nu t}{2}\right)^2}. \quad (30)$$

Если короткое замыкание длится только 0,1 с, ротор аварийной машины опережает согласно табл. 1 роторы машин второй электростанции только на 9°. По уравнению (28) при скольжении $s = 1\%$ и собственной частоте $\nu = 1{,}25$ Гц амплитуда ударного (начального) угла колебания равна 23°, так что при квадратичном суммировании по уравнению (30) амплитуда общего избыточного угла нагрузки получается равной 25°. Для другой продолжительности отключения короткого замыкания в табл. 1 также приведены амплитуды ударного угла и избыточного угла нагрузки.

При больших отклонениях углов и скольжениях дальнейший характер колебания можно проследить с помощью уравнений (18) и (20). В качестве исходного состояния параметров машин E_d', E', ϑ_0, ϑ_0' можно принять их значения перед возникновением короткого замыкания. Интегрирование производится с фактическим скольжением и углом нагрузки ϑ в качестве начальных величин.

Приведенный выше анализ показал, что при неблагоприятных условиях близкого короткого замыкания на электростанции, машины которой работают с полной нагрузкой, едва ли можно избежать выпадения машин из синхронизма, если короткое замыкание будет продолжаться приблизительно более 0,1 с. Уже при длительности короткого замыкания 0,2 с избыточный угол нагрузки равен 58° и суммируется с начальным углом нагрузки ϑ, равным приблизительно 40°. Таким образом, в этом случае почти достигается предел динамической устойчивости. При большей длительности короткого замыкания

устойчивость синхронной работы электростанции может сохраниться только в случае, если ее генераторы снабжены мощными демпферными обмотками или если в момент короткого замыкания они работали с неполной нагрузкой. Если время отключения равно 0,5 с или больше, то короткое замыкание вблизи станции неизбежно приведет к выпадению из синхронизма. Тем не менее, как видно из осциллограммы на рис. 10, машины с мощными демпферными обмотками могут и в таком случае снова втягиваться в синхронизм. Однако этот процесс происходит лишь после многократных переходов роторов из положения равновесия в асинхронный режим и обратно, сопровождаемых сильными биениями напряжения и частоты сети.

ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ

ПАРАЛЛЕЛЬНАЯ РАБОТА МАШИН В ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

До сих пор рассматривались в основном колебания отдельной синхронной машины и их влияние на большую сеть. Однако в объединенных энергосистемах имеет место взаимодействие многочисленных синхронных генераторов как между собой, так и с множеством асинхронных двигателей. Если в какой-либо сети произойдет скачок нагрузки, то для всех машин устанавливается новое состояние равновесия, процесс достижения которого рассматривается ниже.

Распределение скачков нагрузки. Рассмотрим сперва колебания при скачках (толчках) нагрузки, возникающие при произвольном числе синхронных машин, работающих на сеть, схематично изображенную на рис. 1. Пусть в каком-либо месте сети с напряжением U произойдет внезапный скачок нагрузки P, причем его реактивная мощность столь мала, что напряжение останется неизменным. Однако скачок нагрузки вызывает вследствие индуктивности токопроводов внезапное отставание напряжения U на угол $\Delta\vartheta$, в результате чего скачок нагрузки передается на все взаимодействующие машины.

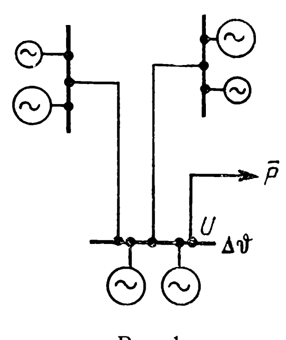
На рис. 2 показано скачкообразное изменение фазового угла векторов напряжения двух таких машин. Угол нагрузки машин до скачка нагрузки ϑ_0, разный для каждой машины, внезапно изменяется скачкообразно на одинаковый ударный угол $\Delta\vartheta$ и принимает новые значения ϑ_1. Положение обоих роторов остается в момент толчка неизменным. Точно так же не меняются поля возбуждения роторов. При этом внезапно образующемуся ударному углу $\Delta\vartheta$ в каждой машине в зависимости

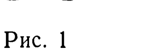
от ее индивидуальных свойств соответствует разный скачок электрической мощности

$$\Delta P = P_N S_\vartheta \Delta\vartheta, \tag{1}$$

который всегда определяется коэффициентом синхронизирующей мощности $S_\vartheta P_N$. Поскольку весь скачок нагрузки P сети должен распределяться на все машины с индексами 1, 2, 3 и т. д., то

$$P = \Delta P_1 + \Delta P_2 + \Delta P_3 + \ldots = P_{N1} S_{\vartheta 1} \Delta\vartheta + P_{N2} S_{\vartheta 2} \Delta\vartheta + \ldots =$$
$$= (P_{N1} S_{\vartheta 1} + P_{N2} S_{\vartheta 2} + P_{N3} S_{\vartheta 3} + \ldots) \Delta\vartheta = \sum_g P_{Ng} S_{\vartheta g} \Delta\vartheta. \tag{2}$$




Рис. 1

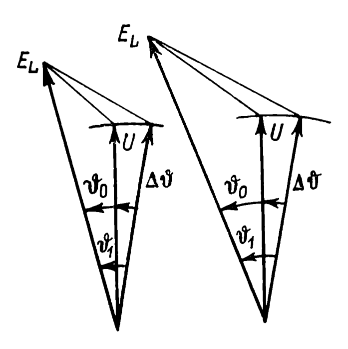


Рис. 2

При этом ударный угол всех машин составляет

$$\Delta\vartheta = \frac{P}{\sum_g P_{Ng} S_{\vartheta g}} \tag{3}$$

и определяется, следовательно, отношением мощности толчка нагрузки к суммарной синхронизирующей мощности сети. В соответствии с уравнением (1) скачок мощности каждой отдельной машины при этом составляет

$$\Delta P = \frac{P_N S_\vartheta}{\sum_g P_{Ng} S_{\vartheta g}} P, \tag{4}$$

так что скачки нагрузки в системе распределяются по отдельным машинам точно пропорционально отношению их синхронизирующей и номинальной мощности к полной синхронизирующей и номинальной мощности сети. Очевидно, что мощные и «жесткие» машины с большим синхронизирующим моментом принимают на себя большую долю, а «мягкие» машины—меньшую долю всей нагрузки. Однако это не создает опасности

для жестких машин, так как благодаря своим весьма большим магнитным потокам они способны воспринимать сильные скачки нагрузки.

Итак, скачок нагрузки в сети распределяется в тот же момент времени, когда он возникает, по многочисленным синхронным машинам пропорционально их синхронизирующим моментам, определяющимся их синхронизирующей мощностью. Если отдельные машины расположены очень близко от места, где произошел скачок нагрузки, а другие машины — очень далеко от него, как это условно показано на рис. 1, то необходимо в дополнение к реактивным сопротивлениям статоров машин учитывать также реактивные сопротивления соединительных линий и расположенных между ними трансформаторов *. Синхронизирующие мощности всегда следует определять для того места, где произошел скачок нагрузки.

Под действием своего индивидуального скачка мощности ΔP по уравнению (4) ротор каждой машины испытывает ускорение или торможение. Согласно уравнению (24) главы 12 инерционная мощность (мощность торможения) в общем случае составляет

$$P_{\Theta}=\frac{T_a P_N d^2\Delta\vartheta}{\omega_N dt^2}=T_a P_N b, \tag{5}$$

где через b обозначено отнесенное к круговой частоте угловое замедление, а через T_a — механическая постоянная времени пуска. Так как инерционная мощность по уравнению (5) должна в момент толчка нагрузки совпадать с соответствующим толчком мощности по уравнению (4), то замедление каждой машины составляет

$$b=\frac{\Delta P}{T_a P_N}=\frac{S_{\vartheta}P}{T_a \sum\limits_{g} P_{Ng}S_{\vartheta g}}=\frac{\nu^2}{\omega_N}\Delta\vartheta, \tag{6}$$

где ν — собственная круговая частота; согласно уравнению (28) главы 12

$$\nu=\sqrt{\omega_N S_{\vartheta}/T_a} \tag{7}$$

представляет собой общий ударный угол, который можно рассчитать согласно уравнению (3).

Таким образом, начальные замедления отдельных машин, возникающие под действием их индивидуальных скачков мощности, могут сильно различаться, если различны собственные

* Это обстоятельство играет отрицательную роль, так как при близком расположении источника скачка к «мягким» машинам последние берут на себя относительно большую долю скачка. (*Прим. редактора перевода.*)

частоты. На рис. 3 это показано для момента времени, непосредственно следующего за скачком нагрузки. При этом машины перешли бы в асинхронные режимы, не будь синхронизирующих сил, снова втягивающих их в синхронизм и проявляющих свое действие сразу же, как только начинается выпадение из синхронизма. Эти силы приводят к тому, что роторы всех машин, совершая колебания, получают некоторое среднее замедление b_n, устанавливающееся преимущественно в месте скачка нагрузки и являющееся общим для всей сети. Его можно рассчитать с помощью уравнения (5) по маховым массам всех машин сети и общему скачку нагрузки:

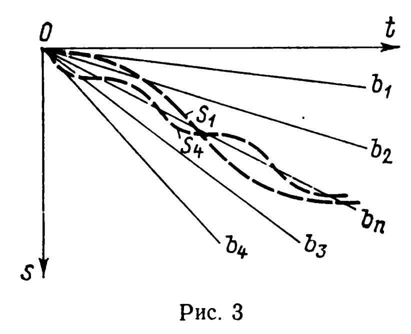


Рис. 3

$$b_n = \frac{P}{\sum\limits_g T_{ag} P_{Ng}}. \tag{8}$$

Под действием этого торможения, общего для всей системы, «мягкие» машины с большими маховыми массами замедляются быстрее, чем это соответствует их начальному скачку мощности, и поэтому нагружаются значительно сильнее. Напротив, роторы «жестких» машин с их меньшими маховыми массами замедляются медленнее и при этом разгружаются. Среднее замедление, отнесенное к роторам всех машин сети, вынуждает каждую отдельную машину отдавать мощность, которая в соответствии с уравнениями (5) и (8) должна составлять

$$P_\Theta = T_a P_N b_n = \frac{T_a P_N}{\sum\limits_g T_{ag} P_{Ng}} P. \tag{9}$$

Следовательно, мощность отдельных машин, соответствующая общему замедлению в сети, также определяется общим скачком нагрузки сети, однако она распределяется пропорционально мощности (кинетической энергии), развиваемой маховыми массами отдельных машин. Этот закон распределения является совершенно иным по сравнению с начальным распределением толчка нагрузки по уравнению (4).

Этой «мощности замедления», которую система «стремится навязать» каждой машине, соответствует дополнительный угол нагрузки ϑ_Θ, определяемый из уравнения (9) и (1):

$$\vartheta_\Theta = \frac{P_\Theta}{P_N S_\vartheta} = \frac{T_a}{S_\vartheta} \cdot \frac{P}{\sum T_{ag} P_{Ng}}. \tag{10}$$

Умножив числитель и знаменатель этого выражения на суммарную синхронизирующую мощность всей сети получим

$$\vartheta_{\Theta}=\frac{P}{\sum P_{Ng}S_{\vartheta g}}\cdot\frac{T_a}{S_\vartheta}\cdot\frac{\sum P_{Ng}S_{\vartheta g}}{\sum T_{ag}P_{Ng}}. \qquad (11)$$

Если ввести идеальную круговую частоту сети в целом, выражающуюся формулой

$$\nu_n=\sqrt{\frac{\omega_N\sum P_{Ng}S_{\vartheta g}}{\sum P_{Ng}T_{ag}}}, \qquad (12)$$

то с учетом уравнений (7) и (3) получим угол замедления

$$\vartheta_{\Theta}=(\nu_n/\nu)^2\,\Delta\vartheta. \qquad (13)$$

Итак, обусловленный этим углом замедления окончательный угол нагрузки ϑ каждой машины может быть больше или меньше общего начального ударного угла $\Delta\vartheta$ в зависимости от того, будет ли собственная круговая частота машины меньше или больше, чем идеальная собственная круговая частота сети, определяемая уравнением (12), которая представляет собой среднее значение собственных круговых частот всех машин. Ротор каждой машины стремится после скачка нагрузки достичь под действием всех синхронизирующих сил этого индивидуального угла, который достигается после нескольких качаний, как это схематично изображено на рис. 4.

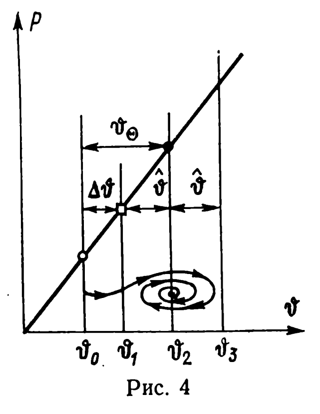


Рис. 4

Таким образом получается следующая общая картина всех протекающих процессов. В момент скачка нагрузки угол нагрузки ϑ машины скачкообразно изменяется от своего начального значения ϑ_0 на ударный угол $\Delta\vartheta$ до значения ϑ_1. В результате этого машина в состоянии сразу же развить свою долю в ударной мощности P. Распределение этой мощности происходит в соответствии с синхронизирующими силами. Повышенная мощность машины развивается за счет кинетической энергии инерционных (маховых) масс. Однако последние должны в конце концов равномерно замедляться и тем самым вызывать дальнейшее изменение угла нагрузки ϑ_1 до значения ϑ_2, которое отличается от начального угла ϑ_0 на угол ϑ_{Θ}, определяемый уравнением (10) или (13). Угол ϑ_2 достигается только после нескольких колебаний, во время которых имеет место избыточное качание ротора вплоть до угла ϑ_3.

Следовательно, распределение ударной мощности по отдельным машинам подчиняется непосредственно после скачка нагрузки и спустя некоторое время после него совершенно различным законам. Поэтому такой толчок мощности в сети может вызвать сильные качания роторов машин относительно друг друга. Начальная амплитуда угла качания определяется в соответствии с рис. 4 разностью двух установленных выше углов нагрузки:

$$\hat{\vartheta} = \vartheta_{\Theta} - \Delta\vartheta = \Delta\vartheta\left[(\nu_n/\nu)^2 - 1\right]. \qquad (14)$$

Эта амплитуда будет для каждой машины тем больше, чем сильнее ее собственная частота отличается от собственной частоты сети в целом.

Если какая-либо машина имеет собственную частоту, превышающую среднее значение, например, вдвое, что соответствует очень «жесткой» машине с большой синхронизирующей мощностью и малыми инерционными массами, то согласно уравнениям (13) и (14) получаем $\vartheta_{\Theta} = {}^1/_4\Delta\Theta\hat{\vartheta} = -{}^3/_4\Delta\vartheta$.

Это значит, что начальный ударный угол $\Delta\vartheta$ был слишком велик и он снижается постепенно до одной четверти своего первоначального значения, а машина при этом разгружается с умеренными колебаниями.

Если же наоборот машина имеет, например, вдвое меньшую собственную частоту по сравнению со средним значением собственной частоты сети, что соответствует «очень мягкой» машине, с малой синхронизирующей мощностью и большими инерционными массами, то получается $\vartheta_{\Theta} = 4\Delta\vartheta$; $\hat{\vartheta} = 3\Delta\vartheta$.

Это означает, что начальный ударный угол был для машины слишком мал и он увеличивается до четырехкратного значения. Одновременно в такой же мере возрастает нагрузка машины, причем этот процесс сопровождается сильными колебаниями. Вследствие этой окончательной нагрузки, а также сильных колебаний ротора, вплоть до угла ϑ_3 (рис. 4), эта машина может при этом выпасть из синхронизма.

На рис. 5 приведены кривые ударных мощностей трех машин мощной сети в зависимости от угла нагрузки ϑ. Эти машины имели сильно различающиеся между собой номинальные мощности и начальные нагрузки, причем периоды их собственных колебаний примерно совпадали с приведенными выше значениями. Скачок нагрузки сперва увеличивает углы нагрузки ϑ всех машин равномерно на ударный угол $\Delta\vartheta$, а затем начинаются переходные колебания с различной частотой и интенсивностью. Машина большой мощности, собственная частота которой почти равна средней собственной частоте сети, совершает лишь несколько колебаний, так как разница между ее уг-

лами нагрузки в начале и в конце переходного процесса не очень велика. Ротор машины средней мощности с большой собственной частотой имеет, правда, сильно различающиеся углы нагрузки в начале и конце процесса. Однако в результате качаний машина разгружается, так что никакой опасности для ее нормальной работы не возникает. Ротор машины машины малой мощности и малой собственной частоты, т. е. с «мягкой» характеристикой и большими инерционными массами, получает большой угол замедления и настолько сильно раскачивается, выходя за его пределы, что при более или менее значительных скачках нагрузки в сети имеет место существенная угроза нарушения устойчивой работы этой машины. В практических случаях следовало бы для области максимальной мощности на рис. 5 определить угол согласно главе 13, для того чтобы можно было учесть кривизну характеристики.

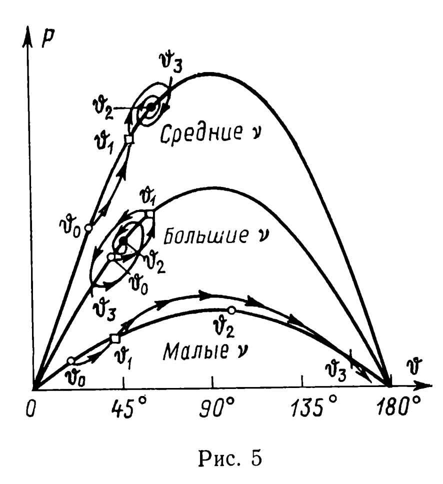


Рис. 5

Видим, что скачки нагрузки в сети наиболее опасны для сравнительно малых машин с довольно большой инерционной

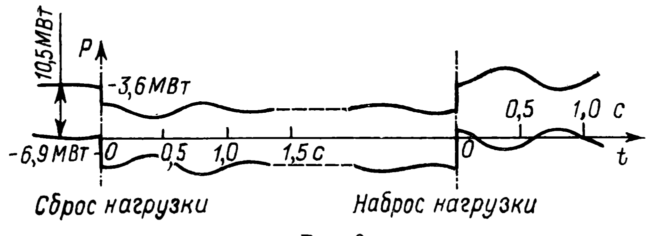


Рис. 6

массой и небольшой синхронизирующей мощностью, так как, с одной стороны, как это следует из уравнения (12), скачки могут оказывать лишь незначительное влияние на среднее значение собственной частоты сети, а с другой — у этих машин велик угол избыточных колебаний ротора. Он вдвое больше амплитуды угла, определяемой уравнением (14), и находится в квадратичной зависимости от отношения собственной частоты машины к средней собственной частоте сети. Поэтому следует стремиться к тому, чтобы собственные частоты машин были по

возможности одинаковыми по отношению к тем местам сети, в которых могут происходить скачки нагрузки, и в особенности надо избегать отклонений собственной частоты в сторону малых значений.

На рис. 6 приведены результаты обработки осциллограмм мощности, снятых при сбросе и набросе нагрузки двух явнопо-

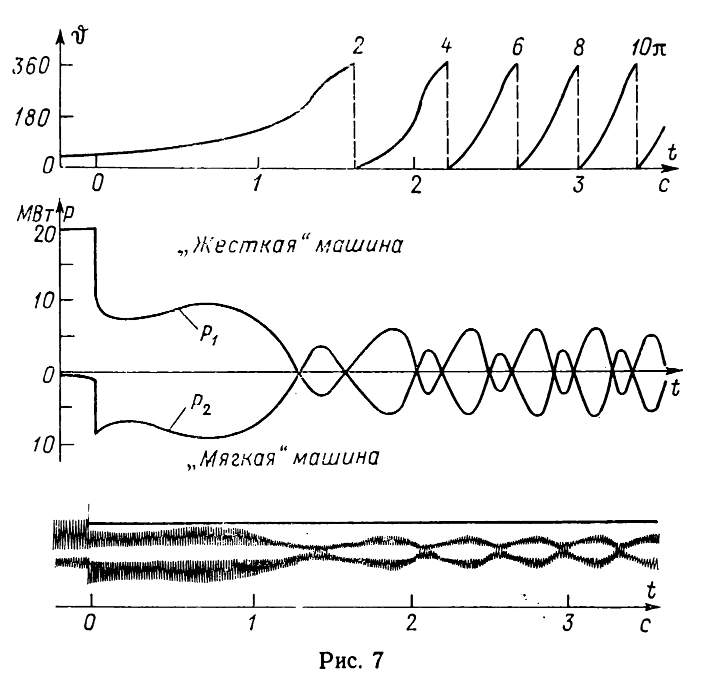


Рис. 7

люсных генераторов с кажущейся мощностью по 30 МВ·А. Генераторы были установлены на одной электростанции и соединены между собой на стороне высшего напряжения их трансформаторов, каждый из которых имел напряжение управления, равное 9% номинального напряжения. Регуляторы гидротурбин были установлены так, что к одному генератору подводилась механическая мощность 10 МВт, а к другому 500 кВт. Нагрузка 10 МВт, которая снята непосредственно с зажимов второго генератора, сперва была полностью отключена, а затем снова подключена, приблизительно через 5 с. Неравномерное распределение скачка мощности между обеими машинами, обусловленное находящимся между ними реактивным сопротивлением двух трансформаторов, отчетливо видно по скачкам кривых на рис. 6, с которых начинаются последующие колебания.

Рис. 7 показывает распределение сброса нагрузки 20 МВт, возникающего при внезапном отключении, между двумя неодинаково возбужденными машинами номинальной кажущейся мощностью по 25 МВ·А, одна из которых вращалась вхолостую. Из рис. 7 также видно, как внезапный сброс нагрузки приводит к нарушению синхронизма машин, при котором приблизительно через $^1/_2$ с расхождение углов нагрузки машин уже превышает 90°, т. е. предел статической устойчивости. В нижней части рис. 7 приведена осциллограмма мощностей.

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В РЕГУЛЯТОРАХ СКОРОСТИ ПРИ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ РАБОТЕ ГЕНЕРАТОРОВ

Когда частота вращения какого-либо генератора падает под влиянием нагрузки, срабатывает регулятор скорости первичного двигателя и изменяет подвод механической мощности к машине таким образом, чтобы восстановилась прежняя частота вращения. Как правило, для этого требуется столь значительное время, что это регулирование не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на описанные выше процессы. Лишь после нескольких периодов электромеханических колебаний роторы генераторов наконец снова ускоряются и постепенно устанавливаются их регуляторами в новое состояние равновесия. Во время этого переходного процесса любое изменение поступления механической мощности к первичным двигателям приводит к перераспределению отдачи электрической мощности всеми генераторами.

1. Автономная работа отдельной машины

Рассмотрим сперва отдельный агрегат, работающий в автономном режиме. На рис. 1 показан агрегат, состоящий из первичного двигателя *4* и соединенного с ним синхронного генератора *5*, работающего на электрическую сеть. Механизм управления *2* агрегата имеет регулятор скорости *3* непрямого действия, который через вспомогательные клапаны *1* (золотники) управляет серводвигателем *6*. Такая система регулирования обычно применяется в паросиловых и гидравлических агрегатах.

Падение частоты вращения в зависимости от вырабатываемой мощности приведено на рис. 2.

Избыток мощности первичного двигателя P_m ускоряет вращающиеся массы агрегата, частота вращения которого отклоняется от частоты вращения, соответствующей состоянию рав-

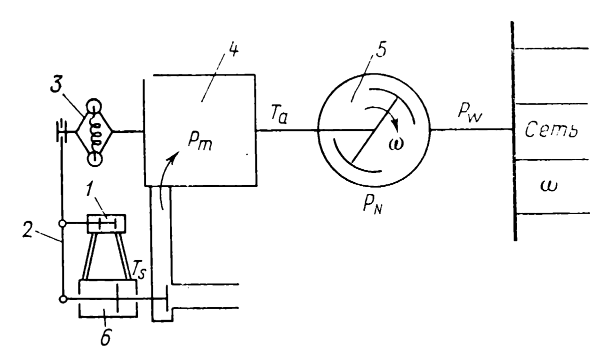


Рис. 1

новесия. Если нагрузка генератора остается постоянной, то уравнение баланса мощности имеет вид

$$P_m + P_N T_a \frac{d\sigma}{dt} = 0, \quad (1)$$

где σ — относительное отклонение частоты вращения, т. е. отношение рассматриваемого выше отклонения частоты вращения к таковой в состоянии равновесия, а T_a — постоянная времени пуска.

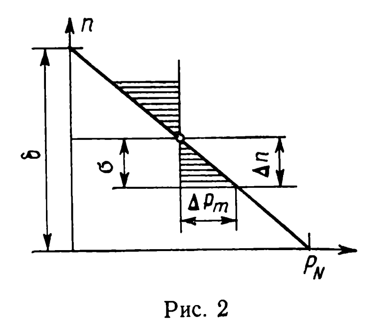


Рис. 2

Вследствие действия регулятора скорости приток мощности к первичному двигателю изменяется во времени пропорционально отклонению частоты вращения σ, так что

$$\frac{dP_m}{dt} = \frac{P_N}{\delta T_s}\sigma. \quad (2)$$

При этом обычно считается, что коэффициент при σ в правой части уравнения (2) пропорционален номинальной мощности машины и обратно пропорционален статизму регулятора δ в соответствии с рис. 2, а также обратно пропорционален заданному общему установочному времени T_s серводвигателя, приводящего в действие впускной клапан.

Для стабилизации системы регулирования обычно оказывают воздействие на движение клапана через обратную связь, которая определяется положением поршня серводвигателя и поэтому пропорциональна потоку мощности, как это показано на рис. 1. С помощью этой обратной связи можно соответствующим образом устанавливать статизм регулятора δ. Под воздействием обратной связи изменяется зависимость (2) для процесса регулирования и выражается дифференциальным уравнением

$$\frac{dP_m}{dt}=\frac{P_N}{\delta T_s}\sigma-\frac{P_m}{T_s}. \qquad (3)$$

Такое соотношение может быть приближенно принято для большинства контуров регулирования частоты вращения (регулятор и первичный двигатель) электроэнергетических агрегатов. Для тепловых электростанций это приближение, как правило, достаточно, а на гидравлических станциях вследствие инерции водяных масс в турбине и напорной трубе могут возникать большие отклонения. Диапазон статизма, который имеют обычные регуляторы мощности, $\delta=2\div8\%$, а установочное время серводвигателя $T_s=0{,}5\div10$ с.

Если выразить отрегулированную мощность из уравнения (3) через уравнение (1), то получим дифференциальное уравнение для отклонения частоты вращения в системе регулирования первичных двигателей

$$\frac{d^2\sigma}{dt^2}+\frac{1}{T_s}\cdot\frac{d\sigma}{dt}+\frac{1}{\delta T_s T_a}\sigma=0. \qquad (4)$$

Решение этого уравнения выражает свободные колебания

$$\sigma=\hat{\sigma}e^{-(\rho/2)t}\cos\lambda t, \qquad (5)$$

где амплитуда $\hat{\sigma}$ представляет максимальное отклонение частоты вращения или частоты генераторной сети от установившегося значения; λ — круговая частота колебаний;

$$\lambda=\sqrt{\frac{1}{\delta T_s T_a}-\left(\frac{\rho}{2}\right)^2}, \qquad (6)$$

а $\rho/2$ — коэффициент затухания амплитуд, причем

$$\frac{\rho}{2}=\frac{1}{2T_s}. \qquad (7)$$

Колебания мощности, подводимой к генератору, могут быть определены путем дифференцирования уравнения (5) по t и подстановки в уравнение (1). Для обычного первичного двигателя можно принять статизм $\delta=5\%$, установочное время

серводвигателя $T_s=2{,}5$ с, а постоянную времени пуска с учетом массы генератора $T_a=8$ с. При этом коэффициент затухания будет

$$\frac{\rho}{2}=\frac{1}{2\cdot 1{,}5}=0{,}33\ \text{с}^{-1},$$

а собственная круговая частота

$$\lambda=\sqrt{\frac{1}{0{,}05\cdot 1{,}5\cdot 8}-0{,}33^2}=\sqrt{1{,}67-0{,}11}=1{,}25\ \text{с}^{-1}.$$

У большинства применяемых агрегатов действие демпфирования незначительно и мало влияет на собственную частоту λ. Поэтому последним членом правой части уравнения (3), характеризующим затухание, можно пренебречь, а уравнение (2) может с достаточным приближением использоваться для решения всех проблем, касающихся частоты колебаний мощности. Колебания регуляторов происходят гораздо медленнее, чем рассмотренные ранее качания генераторов и двигателей. Поэтому электромеханические силы оказывают на них лишь очень незначительное влияние. Учитывая это, мы будем в дальнейших исследованиях предполагать, что все генераторы и двигатели системы жестко связаны между собой электрической сетью.

2. Колебания мощности в объединенных электроэнергетических системах

Во взаимосвязанной энергетической системе, пример которой показан на рис. 3, имеет место единая частота, если не учитывать очень незначительных колебаний частоты вследствие качаний роторов машин. Следовательно, колебания частоты рассмотренного вида могут происходить лишь совместно на всех взаимосвязанных генераторах.

В каждом агрегате мощность P_m, подводимая механическим путем, мощность P_w, отводимая электрическим путем, и инерционная мощность должны находиться в равновесии. Поэтому уравнение (1) необходимо расширить до уравнения

$$P_m+P_N T_a\frac{d\sigma}{dt}+P_w=0. \tag{8}$$

Мы относим это опять-таки исключительно к отклонениям от установившегося состояния. Отсюда получаем баланс мощности первичных двигателей и синхронных машин:

$$\sum P_{mg}+\sum P_{Ng}T_{ag}\frac{d\sigma}{dt}+\sum P_{wg}=0. \tag{9}$$

Индекс g указывает здесь на соответствующий агрегат, а отклонение частоты вращения σ можно было бы вынести за знак суммы, так как ввиду жесткого электрического соединения оно одинаково для всех машин.

В сети все колебания электрической мощности P_w передаются инерционным массам всех присоединенных асинхронных двигателей и ускоряют или замедляют их. При этом мы пренебрежем изменениями прочих нагрузок сети с частотой, оказывающей лишь демпфирующее действие. Тогда баланс мощности сети выразится уравнением

$$\sum P_{wg} = \sum P_{Nn} T_{an} \frac{d\sigma}{dt}, \qquad (10)$$

где индекс n относится к электродвигателям сети. Подставив его в уравнение (9), получим баланс мощности для общего изменения частоты:

$$\sum (P_{ng} T_{ag} + P_{Nn} T_{an}) \frac{d\sigma}{dt} + \sum P_{mg} = 0. \qquad (11)$$

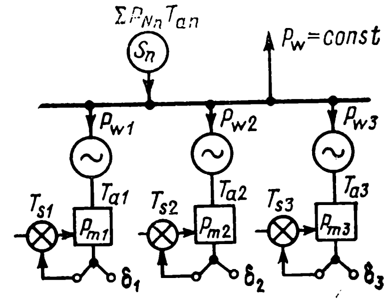


Рис. 3

Так как отклонение частоты вращения σ всех машин одинаково, то можно просуммировать изменения потоков мощности всех первичных двигателей, и при этом мы получим изменение во времени общей поступающей мощности, регулируемой всеми серводвигателями,

$$\sum \frac{dP_{mg}}{dt} = \sum \frac{P_{Ng}}{\delta T_{sg}}. \qquad (12)$$

Входящее в это уравнение отношение $P_N/\delta T_s$ является масштабом скорости регулирования, выражаемым обычно в МВт/с, с которой каждый отдельный агрегат стремится при отклонении частоты вращения σ к достижению общего установившегося состояния с $\sigma=0$. Для разных агрегатов это отношение может принимать самые разнообразные значения. Оно зависит не только от их номинальной мощности P_N, но также от произведения статизма δ регулятора скорости и установочного времени T_s серводвигателя. Отдельные слагаемые уравнения (12) определяют повышение мощности, подводимой ко всем машинам электрической сети.

Уравнения (11) и (12) представляют собой два соотношения между отклонением мощности ΣP_{mg} и отклонением частоты вращения σ от установившегося значения, причем оба уравнения

распространяются на все работающие параллельно машины всех связанных между собой электростанций. Вместе они дают дифференциальное уравнение

$$\left[\sum (P_{Ng}T_{ag}+P_{Nn}T_{an})\right]\frac{d^2\sigma}{dt^2}+\left(\sum \frac{P_{Ng}}{\delta T_s}\right)\sigma=0 \qquad (13)$$

для относительного отклонения частоты вращения, а также совершенно аналогичное уравнение для отклонения мощности $\sum P_{mg}$. Решение этого уравнения для колебания частоты вращения или частоты сети имеет вид

$$\sigma=\hat{\sigma}\cos(\lambda t+\gamma). \qquad (14)$$

Здесь в качестве постоянных интегрирования через $\hat{\sigma}$ обозначена амплитуда, через γ — фазовый угол, а

$$\lambda=\sqrt{\frac{\Sigma P_{Ng}/\delta T_{sg}}{\Sigma P_{Ng}T_{ag}+\Sigma P_{Nn}T_{an}}} \qquad (15)$$

выражает собственную угловую частоту общего возникающего колебания системы. В соответствии с уравнением (11) отсюда следует колебание мощности всех первичных двигателей

$$\sum P_{mg}=\lambda\hat{\sigma}\left[\sum (P_{Ng}T_{ag}+P_{Nn}T_{an})\right]\sin(\lambda t+\gamma)=\left[\sum \hat{P}_{mg}\right]\sin(\lambda t+\gamma). \qquad (16)$$

С другой стороны, исходя из уравнения (10), можно выразить амплитуду колебания электрической мощности, обмен которой происходит между всеми генераторами и электродвигателями сети, как

$$\sum P_{wg}=-\lambda\hat{\sigma}\left(\sum P_{Ng}T_{an}\right)\sin(\lambda t+\gamma). \qquad (17)$$

Таким образом, отношение амплитуд колебаний электрической и механической мощности к амплитуде колебаний частоты вращения равно отношению суммы кинетических энергий всех электродвигателей к сумме кинетических энергий всех генераторных агрегатов и всех электродвигателей. В соответствии с уравнением (16)

$$\frac{\sum \hat{P}_{mg}}{\hat{\sigma}}=\lambda\sum (P_{Ng}T_{ag}+P_{Nn}T_{an})=$$

$$=\sqrt{\sum (P_{Ng}T_{ag}+P_{Nn}T_{an})\sum \frac{P_{Ng}}{\delta T_{sg}}}. \qquad (18)$$

Амплитуда колебаний электрической мощности соответственно меньше в отношении $\Sigma P_{Ng}T_{an}/\Sigma(P_{Ng}T_{ag}+P_{Nn}T_{an})$.

Из того обстоятельства, что для всех машин электростанций, объединенных в электроэнергетическую систему, получается единое дифференциальное уравнение, следует, что мощность всей сети колеблется под совместным действием регуляторов скорости всех первичных двигателей как единое целое. При этом происходят флуктуации энергии между вращающимися массами всей системы, с одной стороны, и потенциалами энергии первичных двигателей, с другой стороны, независимо от того, являются ли они паросиловыми, гидравлическими или маслогидравлическими. По сравнению с этими флуктуациями энергии возникающие вследствие синхронизации колебания частоты вращения отдельных генераторов и двигателей протекают быстрее и вызывают флуктуации мощности лишь между различными инерционными массами машин.

Рассмотрим в качестве примера сеть электроснабжения, имеющую только три генераторные установки с номинальными мощностями $P_N=5$; 10 и 20 МВт, постоянными времени пуска $T_a=8$; 5 и 20 с, а также регуляторы скорости со статизмом $\delta=5$; 3 и 6% и серводвигатели с установочным временем $T_s=2$; 1 и 4 с, в то время как многочисленные электродвигатели вызывают колебания сети с суммарной энергией $\Sigma P_{Nn} T_{an} = 500$ МВт·с.

Круговая частота колебаний системы в целом при этом согласно уравнению (15) составляет

$$\lambda = \sqrt{\frac{5/(0{,}05\cdot 2) + 10/(0{,}03\cdot 1) + 20/(0{,}06\cdot 4)}{5\cdot 8 + 10\cdot 5 + 20\cdot 20 + 500}} = 0{,}686 \text{ с}^{-1}.$$

В противоположность этому круговые частоты автономно работающих машин, вызываемые действием регуляторов их собственных первичных двигателей, были бы

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{5/(0{,}05\cdot 2)}{5\cdot 8}} = 1{,}12 \text{ с}^{-1}; \qquad \lambda_2 = \sqrt{\frac{10/(0{,}03\cdot 1)}{10\cdot 5}} = 2{,}58 \text{ с}^{-1};$$

$$\lambda_3 = \sqrt{\frac{20/(0{,}06\cdot 4)}{20\cdot 20}} = 0{,}454 \text{ с}^{-1}.$$

Этот пример показывает, что средняя машина с номинальной мощностью 10 МВт развивает под действием регулятора ее первичного двигателя с малым статизмом и серводвигателя с малым установочным временем наибольшую восстанавливающую силу, более чем в 4 раза превосходящую восстанавливающую силу, развиваемую агрегатом с номинальной мощностью 20 МВт. С другой стороны, инерционная мощность создается главным образом наиболее мощным агрегатом (20 МВт) и

совокупностью вращающихся масс всех электродвигателей. Измерения, произведенные в энергетических системах, показывают, что постоянная времени пуска T_a всех электродвигателей, отнесенная к мощности работающих генераторов, имеет обычно значения от 10 до 20 с, причем большее время обычно вызывается недогрузкой большинства электродвигателей.

В каждом изменении нагрузки ΣP_m сети в целом, приводящем к колебаниям частоты вращения и частоты колебаний тока, согласно уравнениям (2) и (12) принимают участие различные синхронные машины в соответствии с быстродействием регуляторов скорости их первичных двигателей, выражаемом обычно в МВт/с. Таким образом, каждый агрегат под действием своей системы регулирования принимает на себя определенную часть изменения мощности системы, которую можно определить путем деления уравнения (2) на уравнение (12) и интегрирования результата:

$$P_{mg} = \frac{P_{Ng}/\delta T_{sg}}{\Sigma\,(P_{Ng}/\delta T_{sg})} \sum \hat{P}_{mg}. \qquad (19)$$

Следовательно, эти мощности распределяются совершенно иначе, чем мощности, распределяющиеся согласно уравнениям (4) и (9) главы 14.

Если желательно, чтобы толчок нагрузки распределялся между всеми машинами пропорционально их номинальной мощности, то необходимо путем настройки так согласовать между собой регуляторы скорости и серводвигатели их первичных двигателей, чтобы произведения δT_s всех агрегатов были равны друг другу. Однако ввиду того, что вследствие медленного срабатывания регуляторов ударные мощности в соответствии с инерционными массами отдельных машин оказываются различными, как правило, под действием систем управления первичных двигателей происходит изменение распределения мощности и возникают колебания и сдвиги между мощностями синхронных машин. Различие между прежним и новым распределением мощности обусловливает колебания мощности каждого генератора, амплитуды которых в соответствии с уравнением (19) этой главы и уравнением (9) главы 14 составляют

$$P_w = \left[\frac{P_N T_a}{\Sigma\,(P_{Ng} T_{ag})} - \frac{P_N/\delta T_s}{\Sigma\,(P_{Ng}/\delta T_{sg})}\right] \sum \hat{P}_{mg}. \qquad (20)$$

Эти распространяющиеся по сети колебания мощности имеют общую собственную круговую частоту, определяющуюся уравнением (15). Они могут быть в отдельных генераторах положительными (отдача мощности) или отрицательными (потребление мощности) в зависимости от превалирования первого или

второго члена выражения в квадратных скобках уравнения (20). Если бы инерционные массы отсутствовали, это выражение в скобках можно было бы привести к нулю, принимая для всех синхронных генераторов, что

$$\frac{T_a P_N}{P_N/\delta T_s} = \delta T_s T_a = \text{const}, \tag{21}$$

так как в таком случае это произведение для каждой машины совпадало бы с суммарной величиной для всей сети и согласно уравнению (6) все собственные частоты колебаний, обусловливаемые регуляторами отдельных агрегатов, были бы равны между собой.

Однако даже с учетом действия вращающихся инерционных масс связанных с сетью машин указанное правило согласования имеет то большое преимущество, что изменения мощностей всех синхронных машин при этом распределяются точно в соответствии с их собственными инерционными массами. В этом можно убедиться, если переписать уравнение (20) в следующем виде:

$$P_w = \left[\frac{\Sigma(P_{Ng}/\delta T_{sg})}{\Sigma(P_{Ng}T_{ag})} - \frac{P_N/\delta T_s}{P_{Ng}T_{ag}}\right]\frac{P_N T_{ag}}{\Sigma\Sigma(P_{Ng}/\delta T_{sg})}\sum \hat{P}_{mg}, \tag{22}$$

так как теперь при выполнении условия (21) выражение в квадратных скобках уравнения (22) будет для всех машин одинаковым. При этом роторы синхронных генераторов во время медленных переходных колебаний после толчка нагрузки колеблются уже не навстречу друг другу, а совершают общие согласованные колебания в соответствии с их инерционными массами. Электрическая мощность машин при этом будет пропорциональна их мощности, развиваемой маховыми массами. Такое распределение мощностей дает наиболее надежную гарантию, что не произойдет никакого нарушения устойчивой работы системы вследствие выпадения из синхронизма отдельных машин после какого-либо скачка нагрузки. Без указанной настройки всей системы генераторных установок вторые члены в квадратных скобках уравнения (21) могут сильно различаться для отдельных машин. Наибольшей опасности при этом всегда подвергаются агрегаты с наименьшим значением величины $\delta T_s T_a$, регуляторы скорости которых создают наиболее высокие собственные частоты. Для трех машин приведенного выше примера эти характеристические величины будут

$$\delta_1 T_{s1} T_{a1} = 0{,}05 \cdot 2 \cdot 8 = 0{,}8 \text{ с}^2;$$

$$\delta_2 T_{s2} T_{a2} = 0{,}03 \cdot 1 \cdot 5 = 0{,}15 \text{ с}^2;$$

$$\delta_3 T_{s3} T_{a3} = 0{,}06 \cdot 4 \cdot 20 = 4{,}8 \text{ с}^2.$$

Это приводит к совершенно неравномерному распределению любого возможного скачка. Особенно резкие различия между собственными частотами, вызываемые регуляторами скорости агрегатов и приводящие к неуравновешенному распределению нагрузок в переходном режиме, происходят в тех случаях, когда в одну энергосистему входят тепло- и гидроэлектростанции.

3. Изменение частоты после скачков нагрузки

После скачка нагрузки в сети вся система машин через некоторое время устанавливается в новое состояние равновесия, определяемое суммарными характеристиками регуляторов скорости всех первичных двигателей. При этом, как правило, изменяется не только мощность, но и частота вращения машин или частота сети. В соответствии с рис. 2 конечное отклонение мощности каждого первичного двигателя от установившегося состояния составляет

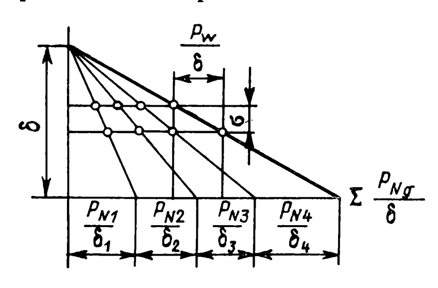


Рис. 4

$$\Delta P_m = \frac{P_N}{\delta}\sigma. \tag{23}$$

Сумма всех этих изменений определяется общим скачком мощности P_w, который исключительно из-за потерь лишь несколько больше скачка электрической мощности в сети. Так как изменения частоты вращения всех машин одинаковы, то

$$P_w = \left(\frac{P_{N1}}{\delta_1} + \frac{P_{N2}}{\delta_2} + \dots\right)\sigma = \left(\sum \frac{P_{Ng}}{\delta}\right)\sigma, \tag{24}$$

где σ означает остаточное изменение частоты.

Общая зависимость между частотой вращения и мощностью всех первичных двигателей строится по уравнению (24) путем простого суммирования всех характеристик P_N/δ с учетом общей частоты вращения, как это изображено на рис. 4. В соответствии с этим для остаточного изменения частоты вращения под действием скачка мощности P_w получаем

$$\sigma = \frac{P_w}{\Sigma (P_{Ng}/\delta)}, \tag{25}$$

а скачок нагрузки, приходящийся на каждый первичный двигатель, согласно уравнению (23) составляет

$$\Delta P_m = \frac{P_{Ng}/\delta}{\Sigma (P_{Ng}/\delta)} P_w. \tag{26}$$

Это соотношение показывает, что происходящие в сети изменения мощности распределяются по отдельным первичным двигателям в соответствии с «коэффициентом мощности» регуляторов, выражающимся отношением номинальной мощности к статизму, и с наклоном статических характеристик.

Выше было показано, что во время регулирования машины в лучшем случае может быть достигнуто, что скачки мощности распределяются по отдельным агрегатам пропорционально их кинетическим энергиям, т. е. в соответствии с величиной $T_a P_N$. Поэтому, чтобы наилучшим образом согласовать процесс регулирования с последующим установившимся режимом, следует добиться для всех первичных двигателей выполнения условия

$$\frac{T_a P_N}{P_N/\delta} = \delta T_a = \text{const}. \quad (27)$$

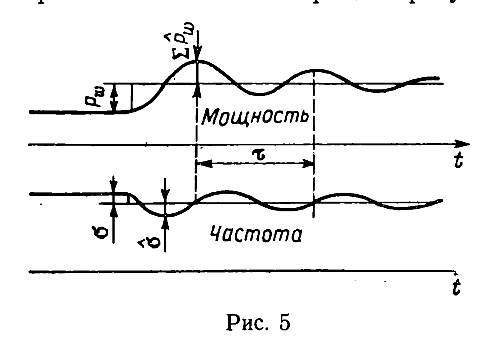


Рис. 5

Для этого нужно настроить все регуляторы скорости таким образом, чтобы их статизм был обратно пропорционален постоянной времени пуска агрегата. Для определенной сети с машинами, сильно различающимися между собой, можно принять следующие значения статизма регуляторов в зависимости от постоянных времени пуска:

Постоянная времени пуска машины T_a, с	3	5	7	10	15	20
Статизм регулятора δ, %	10	6	4,3	3	2	1,5

Если в дополнение к этому желательно выполнить также условие согласования по уравнению (21), в соответствии с которым обеспечивается пропорциональное распределение электрической мощности в процессе регулирования, то необходимо предусмотреть одинаковое установочное время серводвигателей систем регулирования всех первичных двигателей генераторов.

На рис. 5 показаны обусловленные регуляторами скорости медленные колебания мощности и частоты, завершающие переход системы в новое установившееся состояние. Благодаря этим колебаниям происходит плавный переход между длительными режимами до и после скачка мощности P_w, вызывающего изменение частоты вращения [см. уравнение (25)]. Соотношения (14) и (16) между механической мощностью и частотой во время какого-либо переходного процесса могут использоваться для определения начальных амплитуд колебаний, хотя вследствие

демпфирования и происходит медленное затухание, что также показано на рис. 5. Начальное значение амплитуды этих колебаний в момент времени $t=0$ определяется скачками мощности и частоты, ввиду чего отклонение частоты вращения согласно уравнению (14) составляет

$$\sigma = \hat{\sigma} \cos \gamma, \tag{28}$$

а отклонение мощности по уравнению (16) равно

$$P_w = \lambda \hat{\sigma} \sum \left(P_{Ng} T_{ag} + P_{Nn} T_{an} \right) \sin \gamma. \tag{29}$$

Поделив уравнение (29) на уравнение (28), получим выражение для начальной фазы колебаний, вызванных действием регуляторов скорости:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{P_w}{\sigma \lambda \Sigma \left(P_{Ng} T_{ag} + P_{Nn} T_{an} \right)} = \frac{\Sigma P_{Ng}/\delta}{\sqrt{\Sigma \left(P_{Ng} T_{ag} + P_{Nn} T_{an} \right) \Sigma \left(P_{Ng}/\delta T_{sg} \right)}}, \tag{30}$$

куда подставлены отношение P_w/σ из уравнения (25) и обусловленная регуляторами собственная круговая частота λ из уравнения (15).

Амплитуда колебания частоты равна

$$\hat{\sigma} = \frac{\sigma}{\cos \gamma} = \sigma \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \gamma} =$$

$$= \sigma \sqrt{1 + \frac{(\Sigma P_{Ng}/\delta)^2}{\Sigma \left(P_{Ng} T_{ag} + P_{Nn} T_{an} \right) \Sigma \left(P_{Ng}/\delta T_{sg} \right)}}. \tag{31}$$

Эта величина обычно значительно больше остаточного отклонения частоты σ. Для того чтобы получить численные значения, для примера предположим, что первичные двигатели систем имеют одинаковое регулирование и одинаковое время пуска. При этом в уравнении (31) номинальные мощности сокращаются и получается простое выражение

$$\hat{\sigma} = \sigma \sqrt{1 + \frac{T_s}{\delta (T_a + T_M)}}, \tag{32}$$

где T_M — средняя постоянная времени пуска электродвигателей. При установочном времени серводвигателей $T_s=3$ с, статизме регуляторов $\delta=5\%$ и постоянной времени пуска всей системы $T_a=30$ с получается отношение амплитуды колебания к остаточному отклонению частоты

$$\frac{\hat{\sigma}}{\sigma} = \sqrt{1 + \frac{3}{0{,}05 \cdot 30}} = 1{,}73.$$

Таким образом, происходит значительное перерегулирование, что также показано на рис. 5, однако благодаря действию больших вращающихся инерционных масс в системе оно все же меньше, чем было бы для каждого отдельно взятого агрегата. Если установившееся отклонение скорости по уравнению (25) ввести в уравнение (31), то получится амплитуда отклонения частоты в зависимости от толчка мощности:

$$\hat{\sigma} = P_w \sqrt{\frac{1}{(\Sigma P_{Ng}/\delta)^2} + \frac{1}{\Sigma (P_{Ng}T_{ag} + P_{Nn}T_{an}) \Sigma (P_{Ng}/\delta T_g)}} \approx$$

$$\approx \frac{P_w}{\Sigma P_{Ng}} \sqrt{\delta^2 + \frac{\delta T_s}{T_a + T_M}}. \qquad (33)$$

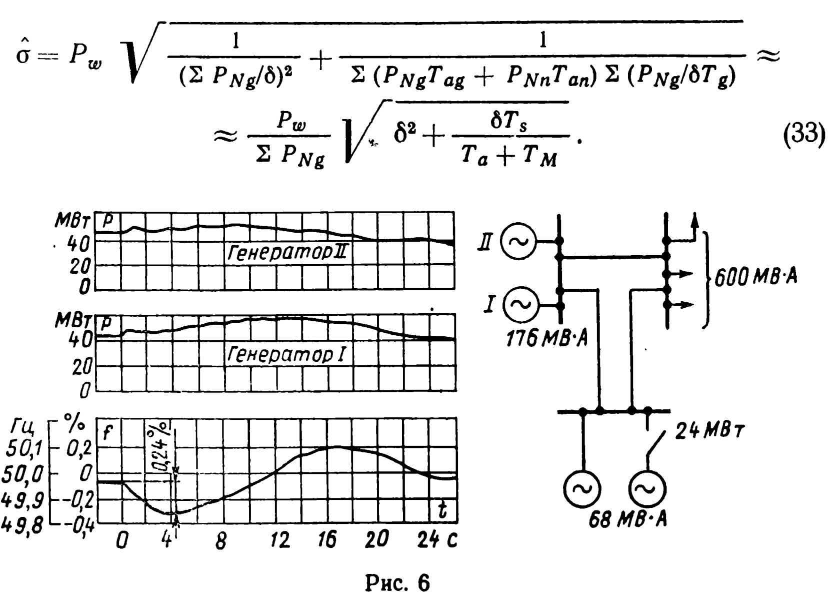


Рис. 6

Последнее упрощенное выражение опять-таки справедливо только для совершенно однотипных машин. Из этой формулы наиболее ясно видно, что в результате влияния малых инерционных масс и плохих характеристик регулирования первичных двигателей могут быть вызваны сильные избыточные колебания частоты.

Для амплитуды общих колебаний мощности первичных двигателей системы теперь из уравнения (18) получается

$$\sum \hat{P}_{mg} = P_w \sqrt{\frac{\Sigma (P_{Ng}T_{ag} + P_{Nn}T_{an}) \Sigma (P_{Ng}/\delta T_{sg})}{(\Sigma P_{Ng}/\delta)^2} + 1} \approx$$

$$\approx P_w \sqrt{\delta \frac{(T_a + T_M)}{T_s} + 1}, \qquad (34)$$

где также последнее упрощенное выражение справедливо при одинаковых условиях колебания и регулирования. Для

рассмотренного выше примера избыточное колебание мощности составляет

$$\frac{\sum \hat{P}_{mg}}{P_w} = \sqrt{\frac{0,05 \cdot 20}{3} + 1} = 1,23,$$

т. е. оно равно 1,23-кратному скачку мощности. В противоположность колебаниям частоты для качаний мощности неблагоприятны большие инерционные массы в системе. Часть энергии этих колебаний, пропорциональная $\Sigma P_{Ng} T_{ag}$, поглощается инерционными массами генераторных установок, а другая часть, пропорциональная $\Sigma P_{Nn} T_{an}$, перетекает в сеть и поглощается инерционными массами асинхронных двигателей *.

На рис. 6 приведены результаты эксперимента в сети, на которую работало несколько генераторов общей номинальной мощностью 800 МВ·А. Отрицательный скачок нагрузки 24 МВт был вызван в сети внезапным отключением одного из питающих генераторов, так что его мощность должны были мгновенно принять на себя остальные машины взаимосвязанных электростанций. В результате скачка возникли затухающие колебания частоты с периодом примерно 23 с, соответствующим собственной круговой частоте $\lambda = 0,274$ с$^{-1}$, вызванной совместным действием всех регуляторов скорости в системе. Амплитуда этого колебания частоты составляет $\hat{\sigma} = -0,24\%$ амплитуды колебаний рабочей частоты. На двух генераторах I и II на удаленной электростанции были определены колебания мощности, имеющие одинаковую частоту, но различную амплитуду. Кроме того, в начале процесса на них налагались более быстрые колебания, периоды которых, а именно 1,75 и 1,40 с, различались ввиду различных синхронизирующих сил этих машин.

---

* При условии отсутствия потерь в сети. (*Прим. редактора перевода.*)

РАЗДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ
ВЛИЯНИЕ ЗЕМЛИ

ГЛАВА ШЕСТНАДЦАТАЯ
ТОКИ ЗАМЫКАНИЯ НА ЗЕМЛЮ В СЕТЯХ С ИЗОЛИРОВАННОЙ НЕЙТРАЛЬЮ

Если в какой-либо электрической установке (системе) некоторая, при нормальных условиях изолированная и стоящая по отношению к земле под напряжением точка в любом месте установки (линии), будь то в электрической машине или в проводе системы электропередачи, в результате перекрытия или пробоя изоляции получит соединение с землей, то такое ненормальное состояние называют замыканием на землю. При замыкании на землю в зависимости от вида установки (системы), работающей на постоянном или переменном токе, с изолированной или заземленной нейтралью, через место неисправности протекают токи различной силы, которые при соответствующих условиях могут приводить к серьезным авариям или несчастным случаям.

В установках постоянного тока с изолированной нейтралью в таких случаях в землю текут токи, представляющие собой в основном токи утечки через изоляцию исправного полюса установки, т. е. ее проводов, обмоток машин и т. д., и являющиеся, как правило, сравнительно незначительными. В противоположность этому при заземленной нейтрали или в тяговых установках постоянного тока, где один из наружных проводов всегда соединен с землей, в случае замыкания на землю проводника, находящегося в нормальных условиях под напряжением по отношению к земле, образуются токи, носящие характер токов короткого замыкания.

В установках переменного тока с изолированной нейтралью в отличие от установок постоянного тока с изолированной нейтралью емкости частей установки относительно земли, в том числе и электрических линий, проводят значительно более сильные токи, чем направленные в землю токи утечки этих частей установки. При этом токи замыкания на землю протекают через место замыкания обратно в неисправный проводник. Поэтому могут образовываться весьма значительные токи замыкания на землю, даже если во всей системе замыкание на

землю возникает только в одной-единственной точке. В условиях практической эксплуатации установок (сетей) переменного тока такие однополюсные замыкания на землю возникают часто. Они могут вызываться обрывами проводов, перекрытием или пробоем изоляции, пылью или грязью на изоляторах, а также птицами. Во время бурь в провода попадают ветви деревьев или другие посторонние предметы. В сетях с большой емкостью проводников, т. е. прежде всего в кабельных сетях или в установках высокого напряжения, токи замыкания на землю соответственно велики и могут вызывать серьезные аварии. Эти токи представляют собой протекающие через изоляцию токи смещения между проводниками и землей и заполняют своим электромагнитным полем все пространство вокруг линии электропередачи переменного тока. Ниже рассматриваются явления, имеющие место в проводниках и в земле, если в определенной точке сети происходит замыкание на землю.

1. Распределение токов замыкания на землю в проводах сети

Пробой на проводе изолированной однофазной сети переменного тока с замыканием на землю показан на рис. 1 стрелкой, а штриховой линией изображен контур тока замыкания на землю, образующийся вследствие возникновения неисправности. Ток протекает от источника питания через место замыкания провода с неисправностью в землю, переходит через изображенную на рисунке сосредоточенную емкость C_0 исправного провода относительно земли с поверхности последней в виде тока смещения на исправный провод и протекает по нему обратно к источнику питания. На емкость C между проводами замыкание на землю не влияет, так как емкость, как и прежде, находится под напряжением U, которое может считаться неизменным. Ток в емкости C практически не меняется. Напротив, в емкостях C_0 относительно земли ток изменяется. Напряжение поврежденного провода относительно земли становится равным нулю, его емкость C_0 относительно земли уже не может проводить зарядного тока. Зато емкость C_0 провода относительно земли находится теперь под напряжением, вдвое большим, чем при исправном состоянии сети, и, следовательно, через нее протекает вдвое больший зарядный ток, который при этом полностью проявляется в виде тока замыкания на землю.

В воздушных или кабельных сетях умеренной протяженности можно пренебречь влиянием индуктивности проводников на токи замыкания на землю по сравнению с их емкостью. Влияние индуктивности рассеяния генераторов и трансформаторов на токи замыкания на землю, как правило, также незначи-

тельно. Таким образом, если пренебречь влиянием этих индуктивностей, а также влиянием сопротивлений проводников, то ток замыкания на землю будет определяться только емкостью исправных проводников. Для однофазных сетей с круговой частотой ω в соответствии с рис. 1 получается

$$I_e = \omega C_0 U. \qquad (1)$$

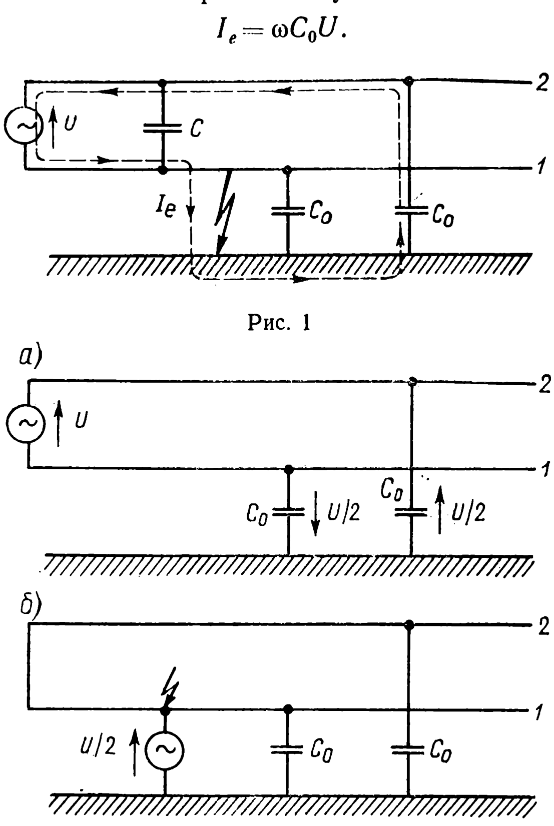


Рис. 1

Рис. 2

Согласно этому ток замыкания на землю в однофазных сетях вдвое больше тока в емкостях исправных проводов относительно земли. Поэтому емкостная нагрузка генератора, вызываемая сетью, при замыкании на землю будет выше, чем в нормальном режиме.

Режим замыкания на землю можно описать и другим способом, который имеет то преимущество, что он представляет процессы при замыкании на землю проще и нагляднее. Изображенная на рис. 1 однофазная система имеет в исправном состоя-

нии напряжение $U/2$ обоих проводов относительно земли, однако противоположной полярности (рис. 2, *а*). Металлическое замыкание на землю по рис. 1 можно представить себе замещенным моделью, где между проводом *1*, на котором произошло замыкание на землю, и землей находится не имеющий сопротивления источник питания с напряжением на зажимах $U/2$, дополняющим первоначальное напряжение до нуля. Из рис. 2, *б* видно, что этот эквивалентный источник питания падает на обе параллельно соединенные емкости относительно земли $2C_0$ напряжение $U/2$ и, следовательно, ток замыкания

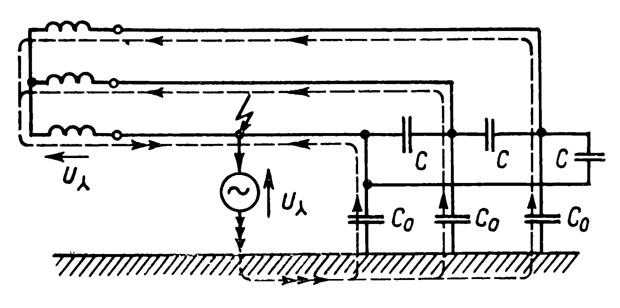


Рис. 3

на землю в соответствии с уравнением (1) составляет $I_e = \omega 2C_0U/2 = \omega C_0U$.

Аналогичные условия имеют место при замыкании на землю трехфазной системы, представленной на рис. 3. В месте замыкания на землю в исправной сети между землей и проводом имеет место фазное напряжение U_λ. Если приложить здесь дополнительное напряжение U_λ противоположного направления, то под его воздействием возникает ток замыкания на землю I_e, который в соответствии с рис. 3 переходит в землю и распределяется по трем параллельным ветвям, проходя через все три емкости линии трехфазного тока относительно земли. Он протекает в них обратно к месту замыкания на землю — напрямик по поврежденному проводу и через обмотки трансформатора по обоим исправным проводам. При этом он создает однофазную нагрузку трансформатора и питающего сеть генератора.

В соответствии с рис. 3 ток замыкания на землю

$$I_e = 3\omega C_0 U_\lambda = \sqrt{3}\,\omega C_0 U, \qquad (2)$$

где через U обозначено напряжение между фазами (линейное напряжение) трехфазной системы. Следовательно, ток замыкания на землю в сетях трехфазного тока втрое больше тока

емкости каждого исправного провода относительно земли. Однофазная реактивная мощность этого тока замыкания на землю составляет

$$Q_e = 3\omega C_0 U_\lambda^2 = \omega C_0 U^2. \quad (3)$$

Она должна дополнительно обеспечиваться источником питания.

На рис. 4 показано пространственное распределение токов замыкания на землю по исправным и неисправным проводникам трехфазной системы и по земле. Токи смещения образуются в проводах с равномерным распределением по длине, ток во всех трех проводах линейно возрастает, начиная с удаленного конца. В неисправном проводе в месте замыкания на землю происходит нарушение непрерывности системы. Справа от него ток протекает так же, как в исправных проводах, а слева ток замыкания на землю неисправного провода течет к месту замыкания, и, следовательно, возрастает в противоположном направлении. Кроме того, через этот отрезок провода протекают токи обоих исправных проводов обратно к месту замыкания на землю.

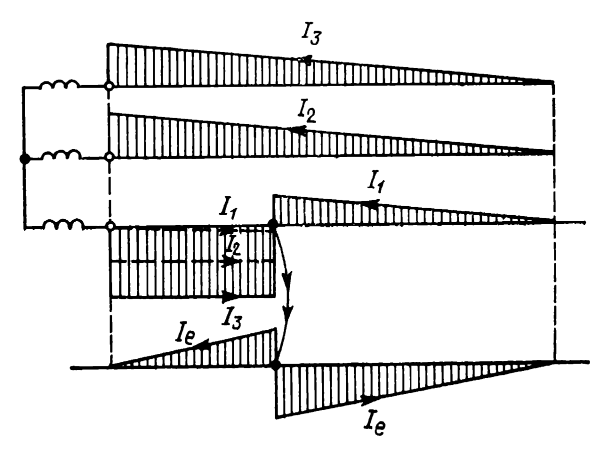


Рис. 4

В земле часть тока растекается вдоль этого провода вправо, а другая его часть — влево. Оба тока возрастают также линейно, как это изображено на рис. 4 и как показывает зеркальное отображение суммы токов в проводах.

Это распределение токов, вызванное замыканием на землю, накладывается на нормальные токи сети — как на зарядные токи в исправном состоянии, так и на токи нагрузки. Нормаль-

ные зарядные токи создают при одинаковых емкостях всех проводов симметричную многофазную нагрузку источника питания, в то время как токи замыкания на землю вызывают полностью однофазную нагрузку и приводят к тому, что все системы токов и напряжений сети становятся асимметричными.

Пренебрежение индуктивностью контуров токов замыкания на землю допустимо не всегда. Определяющее значение имеет собственная угловая частота контура тока замыкания на землю

$$2\pi f_e = \nu_1 = 1/\sqrt{LC_0}. \tag{4}$$

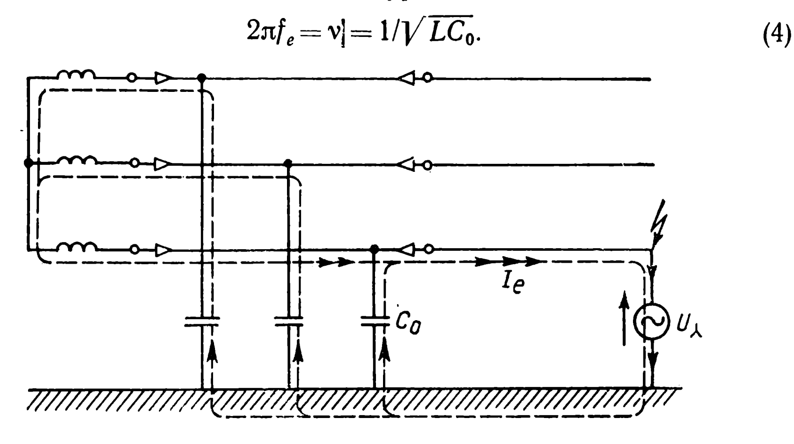


Рис. 5

Только в тех случаях, если эта частота велика в сравнении с угловой частотой сети, индуктивность играет второстепенную роль, а в противном случае замыкание на землю может приводить к опасным резонансным состояниям. Очень длинные провода воздушных линий, например около 1500 км, могут ввиду их большой индуктивности иметь собственные частоты порядка 50 Гц. Правда, такие линии, работающие с изолированной нейтралью, в настоящее время не встречаются, поэтому приведенный здесь анализ должен показать лишь некоторые принципиальные их свойства.

В системах с кабельными сетями и воздушными линиями низкие собственные частоты могут появляться при значительно меньших длинах линий. На рис. 5 схематически изображена такая сеть трехфазного тока. Если один из воздушных проводов имеет на значительном расстоянии от кабельной сети замыкание на землю, то образуется контур тока замыкания на землю, обозначенный черными стрелками. Индуктивность создается в основном неисправным воздушным проводом, а индуктивность рассеяния машин и трансформаторов также способствует этому. Емкость состоит преимущественно из емкости

кабельной сети относительно земли, в которой три фазных проводника действуют параллельно. Так как контур замыкания на землю питается переменным напряжением U_λ, равным отрицательному фазному напряжению, то можно рассчитать возникающие при этом напряжения замыкания на землю. Если отсутствует непосредственный резонанс, так что можно пренебречь демпфирующим действием сопротивлений, то емкостное напряжение

$$U_C = \frac{U}{\sqrt{3}} \cdot \frac{-1}{\omega C\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)} = \frac{U}{\sqrt{3}\left[1 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2\right]}. \tag{5}$$

Ток замыкания на землю повышается до уровня

$$I_e^* = \frac{I_e}{1 - (\omega/\nu)^2}. \tag{6}$$

Пусть кабельная сеть трехфазного тока напряжением 10 кВ при 50 Гц общей протяженностью 250 км с фазным напряжением 5760 В имеет емкостный ток относительно земли 180 А. При этом согласно уравнению (2) ее емкость составляет 100 мкФ.

Если в присоединенной воздушной линии на расстоянии 15 км произойдет полное замыкание на землю, то индуктивность неисправного провода должна быть равна 37 мГн, так что контур замыкания на землю будет согласно уравнению (4) иметь собственную угловую частоту

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{37 \cdot 10^{-3} \cdot 100 \cdot 10^{-6}}} = 520 \text{ с}^{-1},$$

что соответствует собственной частоте $f_e = 85$ Гц. Из уравнения (5) получается напряжение

$$U_C = \frac{10\,000}{\sqrt{3}\,[1 - (50/83)^2]} = 9100 \text{ В}.$$

Действительный ток замыкания на землю по уравнению (6) составлял бы

$$I_e^* = \frac{180}{1 - (50/83)^2} = 285 \text{ А}.$$

Для предотвращения таких опасных режимов при неблагоприятных условиях можно воздушную линию электрически изолировать от кабелей, например, при помощи трансформаторов с коэффициентом трансформации 1 : 1, так что токи замыкания на землю одной сети не смогут переходить в другую.

В сетях, состоящих только из воздушных линий или только из кабелей, в результате взаимодействия индуктивности рассеяния трансформаторов и машин с емкостью сети образуются довольно высокие собственные частоты контура замыкания на землю. Они могут служить причиной резонансов и перенапряжений при замыкании на землю, если напряжение сети содержит значительные высокие гармонические. На рис. 6 показаны образующиеся при этом пути протекания токов в линии даль-

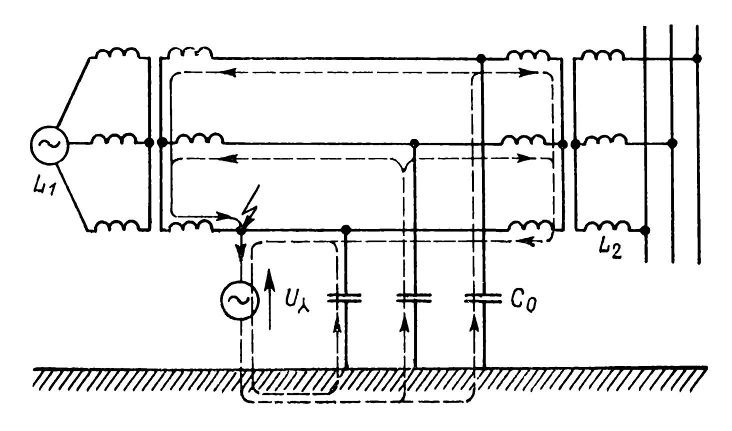


Рис. 6

ней электропередачи между двумя трансформаторами. Одна из емкостей относительно земли C_0 находится непосредственно под фазным напряжением $-U_\lambda$, а емкости двух других проводов питаются этим напряжением через соединенные друг с другом параллельно индуктивности рассеяния трансформаторов.

При длине линии 90 км с линейным напряжением 35 кВ измерение показывает емкостный ток на землю 9 А. Отсюда согласно уравнению (2) емкость приблизительно составляет $2C_0 = 0{,}95$ мкФ.

Если индуктивность рассеяния каждого концевого трансформатора составляет 4%, а индуктивность включенных за ними сетей 12 %, т. е. суммарно с каждой стороны 16 % общей индуктивности системы, то при номинальном токе 100 А и параллельном соединении обоих трансформаторов индуктивность должна быть *

$$\frac{L}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{0{,}16 \cdot 35 \cdot 10^3}{314 \cdot 100} = 89 \text{ мГн}.$$

* Здесь считается, что максимальный ток короткого замыкания равен $I_N/0{,}16$ или $S_k = I_k U_N = U_N I_N/0{,}16$. *(Прим. редактора перевода.)*

Следовательно, цепь замыкания на землю будет иметь собственную угловую частоту

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{89\cdot 10^{-3}\cdot 0{,}95\cdot 10^{-6}}} = 3450 \text{ с}^{-1}.$$

Эта величина в 11 раз превосходит основную угловую частоту. Поэтому, если напряжение сети содержит значительную 11-ю гармоническую, то она будет создавать соответствующие перенапряжения.

2. Растекание тока в земле

При замыкании на землю в кабельной линии ток замыкания протекает в основном в металлической оболочке кабеля и затем постепенно растекается в земле. Если проводимость кабельной оболочки мала, а ток замыкания на землю велик и в особенности если имеются плохо выполненные переходные участки на соединительных муфтах, то оболочки и муфты могут перегреваться, что может приводить к междуфазным коротким замыканиям. Поэтому необходимо обеспечивать хороший металлический контакт кабельных муфт с оболочками кабелей.

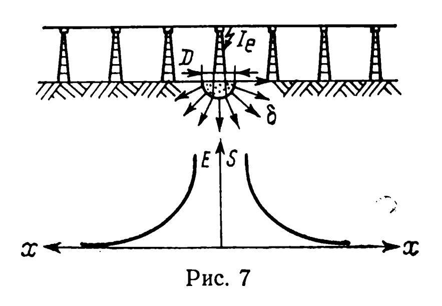


Рис. 7

В воздушных линиях электропередачи ток замыкания на землю возникает при поломке или перекрытии изолятора и входит в землю через ногу соответствующей стальной опоры, как это изображено на рис. 7. В однородном грунте ток растекается в ближайшем окружении ноги опоры равномерно во все стороны и в глубину, создавая в грунте градиент потенциала, что также показано на рис. 7. Если ногу опоры рассматривать в первом приближении как полусферический заземлитель, то при равномерном распространении тока во все стороны его плотность на концентричной сферической оболочке будет одинаковой и тем меньшей, чем дальше она от ноги опоры. На расстоянии x от центра ноги опоры плотность тока составляет

$$\delta = |\boldsymbol{\delta}| = \frac{I_e}{2\pi x^2}. \qquad (7)$$

При этом удельное сопротивление грунта ρ определяет совместно с плотностью тока напряженность электрического поля, т. е. градиент потенциала

$$E = |\mathbf{E}| = \rho|\boldsymbol{\delta}| = \frac{\rho I_e}{2\pi x^2}. \qquad (8)$$

Ток замыкания на землю $I_e=100$ А создает на поверхности сырого грунта с $\rho=100$ Ом·м на расстоянии $x=1$ м от опоры напряженность электрического поля

$$E=100\cdot\frac{100}{2\pi\cdot 1}=1600 \text{ В/м}.$$

Напряжение между ногами стоящего или идущего по поверхности земли человека или животного выражается интегралом напряженности поля между точками опоры ног. Если эти точки находятся на расстоянии x_1 и x_2 от центра полусферического заземлителя, то напряжение составляет

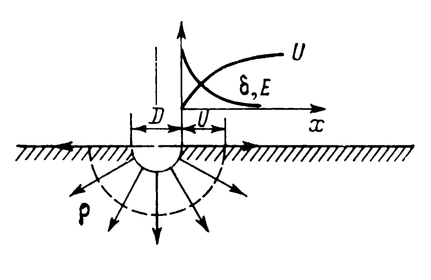


Рис. 8

$$U=\int_{x_2}^{x_1} E\,dx=\frac{\rho I_e}{2\pi}\times$$

$$\times\int_{x_2}^{x_1}\frac{dx}{x^2}=\frac{\rho I_e}{2\pi}\left(\frac{1}{x_1}-\frac{1}{x_2}\right). \tag{9}$$

Плотность тока, напряженность электрического поля и напряжения приведены в зависимости от расстояния на рис. 8.

Общее напряжение или так называемое напряжение заземлителя, которое равно разности потенциалов заземлителя и очень (теоретически — бесконечно) удаленной точки x_2 задается для $x_1=D/2$ и $x_2=\infty$, где D — диаметр полусферы. При этом из уравнения (9) определяем сопротивление полусферического заземления

$$\frac{U}{I_e}=R=\frac{\rho}{\pi D}. \tag{10}$$

Полусферический заземлитель с $D=1$ м имеет при удельном сопротивлении грунта $\rho=100$ Ом·м согласно уравнению (10) сопротивление

$$R=\frac{100}{\pi\cdot 1}\approx 32 \text{ Ом}.$$

Из характеристик напряженности электрического поля и плотности тока на рис. 8 устанавливается распределение сопротивления, создаваемого грунтом. В этом участвует вся охватывающая заземлитель полусфера, однако основная часть сопротивления приходится на ближайшее окружение заземлителя.

Человек или животное, идущие по поверхности земли вблизи заземлителя, по которому протекает ток, своими ногами создает цепь, в которой имеется напряжение, определяемое урав-

нением (9). При этом через ноги и тело протекает ток, который зависит от этого напряжения, сопротивления заземления ног и внутреннего сопротивления тела. Стоящую на земле подошву ноги можно представить себе в виде эквивалентного полусферического заземлителя, диаметр которого согласно проведенным опытам составляет приблизительно 14 см.

При этом сопротивление подошвы ноги по уравнению (10) будет $r=\rho/(\pi d)$, где d — эквивалентный диаметр подошвы ноги. Протекающий через тело ток без учета внутреннего сопротивления тела составляет

$$I_s=\frac{\frac{\rho I_e}{2\pi}\left(\frac{1}{x_1}-\frac{1}{x_2}\right)}{2\frac{\rho}{\pi d}}=\frac{I_e d}{4}\left(\frac{1}{x_1}-\frac{1}{x_2}\right). \qquad (11)$$

Если человек одним шагом перекрывает две точки поверхности земли на расстоянии 3 и 4 м от центра полусферического заземлителя, а через заземлитель протекает ток 100 А, то ток, протекающий через тело, будет

$$I_s=\frac{100\cdot 0,14}{4}\left(\frac{1}{3}-\frac{1}{4}\right)=0,29 \text{ А}.$$

Внутреннее сопротивление тела, измеренное между ногами, может быть разным в зависимости от состояния кожи — сухой или очень влажной. Оно колеблется в пределах приблизительно от 5000 до 1000 Ом. Это дополнительное сопротивление в образующейся электрической цепи снижает силу тока, проходящего через тело человека. Так, например, при $\rho=100$ Ом·м сопротивление обеих расположенных последовательно точек опоры ног составляет $2r=2\frac{100}{\pi\cdot 0,14}=460$ Ом. В этом случае даже при малом сопротивлении тела, порядка 1000 Ом, произошло бы значительное снижение тока, протекающего через тело, а именно в отношении $n=460/1460=0,31$, и, следовательно, приведенное выше значение снизилось бы до $I_s=0,09$ А.

В непосредственной близости от опоры, т. е. при $x_1=0,5$ м и $x_2=1,5$ м, имеем $I_s=4,6$ А, а с учетом сопротивления тела $I_s=1,4$ А, т. е. безусловно опасный для жизни ток. Из этих цифровых данных видно, что при сопротивлении заземления опоры 32 Ом допустим лишь кратковременный ток утечки 100 А, чтобы вероятность несчастного случая оставалась малой.

Если человек стоит на расстоянии одного шага от опоры и касается ее рукой, переходным сопротивлением которой к металлической опоре мы пренебрежем, то протекающий через тело ток определяется только сопротивлением одной ноги. При этом

в знаменателе уравнения (11) число 4 надо заменить на 2 и ток через тело увеличивается вдвое или даже еще несколько больше, так как человек стоит не на одной ноге, а сразу на двух ногах, расположенных рядом друг с другом, вследствие чего сопротивление заземления уменьшается ввиду некоторого увеличения общей площади соприкосновения с грунтом. Здесь внутреннее сопротивление также оказывает ослабляющее действие.

Ослабление тока, протекающего через тело, за счет внутреннего сопротивления тела является различным при разных значениях удельного сопротивления грунта ρ. Коэффициент ослабления n можно определять по табл. 1.

Таблица 1

Коэффициент ослабления n при шаговых токах

ρ, Ом·м	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
n	0,31	0,48	0,58	0,65	0,70	0,73	0,77	0,79	0,81	0,82

Для оценки опасной зоны у мачты с четырьмя угловыми опорами, установленными по углам квадрата на расстоянии 4,5 м друг от друга, необходимо рассчитать расстояния x_1 и x_2 от центра мачты. Для точки на расстоянии 10 м от угловой опоры $x_1=10+4{,}5/\sqrt{2}=13{,}2$ м, $x_2=14{,}2$ м. Согласно уравнению (11) при эквивалентном диаметре подошвы ноги $d=0{,}14$ м будет

$$\frac{I_s}{I_e}=\frac{0,14}{4}\cdot\frac{1}{13,2\cdot 14,2}=0{,}000187.$$

При токе замыкания опоры на землю $I_e=1000$ А протекающий через тело ток $I_s=0{,}187$ А. Для удельного сопротивления грунта $\rho=100$ Ом·м табл. 1 дает коэффициент ослабления тока через тело $n=0{,}31$; ток при этом равен лишь $0{,}31\cdot 0{,}187=$ $=0{,}058$ А.

ГЛАВА СЕМНАДЦАТАЯ
ЗАЗЕМЛЯЮЩИЕ ЭЛЕКТРОДЫ

Грунт под поверхностью земли является неоднородным, поэтому точный расчет распределения токов весьма затруднителен или даже невозможен. Удельное сопротивление грунта зависит от его характера и колеблется поэтому как по глубине, так

и в зависимости от места. Промерзший грунт, например поверхность земли зимой, имеет особенно высокое сопротивление. Поэтому заземлители должны закладываться всегда ниже промерзающего слоя грунта. Порядок удельного сопротивления ρ различных видов грунта таков:

Грунт	Сырой органический	Влажный	Сухой	Скальный
ρ, Ом·м	10	10^2	10^3	10^4

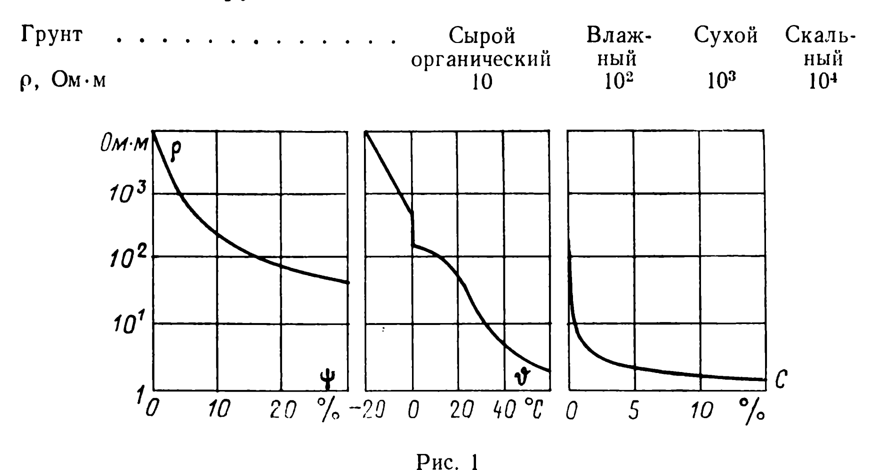


Рис. 1

На рис. 1 приведены кривые удельного сопротивления грунта ρ в зависимости от относительной влажности ψ, температуры ϑ и содержания солей C (в процентном выражении). Из рисунка видно, что три указанных параметра могут изменять удельное сопротивление грунта на несколько порядков и вызывать тем самым очень большие различия в распределении токов в земле. Колебания, вызываемые, например, дождем и изменениями температуры, особенно морозом, оказывают большое влияние на электропроводность грунта.

1. Два заземляющих электрода

Для упрощения анализа будем считать удельное сопротивление грунта постоянным, а заземляющие электроды предположим в виде полусфер. Потенциал, создаваемый полусферическим заземлителем с током на расстоянии $x_1=x$ от его центра, можно определить из уравнения (9) главы 16, если принять $x_1=x$ и $x_2=\infty$, так как разность потенциалов какой-либо точки по отношению к бесконечно удаленной точке определяется как ее напряжение. Таким образом

$$\varphi=\frac{\rho I_e}{2\pi x}. \qquad (1)$$

Два полусферических заземлителя диаметром D, расположенные на расстоянии $2z$ друг от друга и имеющие металлическое соединение между собой, представляют собой параллельную схему соединения двух заземлителей. Потенциал, который они принимают при прохождении тока I_e через каждую из этих полусфер, определяется теперь уже не независимо друг от друга. Исключение представляет только случай, когда они очень удалены друг от друга, так что практически не оказывают взаимного влияния. Однако в принципе каждая из полусфер в значительной мере способствует взаимному повышению потенциала соседних полусфер, которое в соответствии с уравнением (10) главы 16 добавляется к собственному потенциалу, так как потенциалы линейно налагаются друг на друга. Следовательно, для заземлителя 1 будет

$$\varphi_1 = \frac{\rho I_e}{\pi D} + \frac{\rho I_e}{2\pi \cdot 2z}.$$

Так как оба заземлителя имеют металлическое соединение между собой, то $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$, и поскольку у них одинаковый диаметр D, то для каждого из них

$$\varphi = \frac{\rho I_e}{\pi}\left(\frac{1}{D} + \frac{1}{4z}\right).$$

Сопротивление каждого из заземлителей составляет

$$r = \frac{\rho}{\pi}\left(\frac{1}{D} + \frac{1}{4z}\right), \tag{2}$$

т. е. оно больше, чем при отсутствии соседнего, проводящего ток заземлителя. Это объясняется тем, что заземлители в зависимости от их взаимного удаления более или менее сильно препятствуют растеканию тока из каждого из них. Общее сопротивление распространению тока параллельной схемы равно половине величины, определяемой уравнением (2), так как при общем потенциале обоих заземлителей передается ток $2I_e$. Поэтому будет

$$R = \frac{\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{D} + \frac{1}{4z}\right). \tag{3}$$

Уравнение (3) показывает, что с возрастающим расстоянием сопротивление параллельной схемы все больше приближается к сопротивлению двух параллельно расположенных отдельных заземлителей. Если z будет большим по сравнению с D, то вторым членом в скобках можно пренебречь по отношению к первому. Следовательно, сопротивление заземления соседних за-

земляющих электродов увеличивается в результате их взаимного влияния *.

Нижеследующий анализ относится к заземлителям под поверхностью земли. Вначале мы рассматривали заземлитель, установленный непосредственно под поверхностью земли, в его геометрически простейшей форме, в виде полусферы. Следовательно, и земля под ним рассматривалась как бесконечно распространенная полусфера. Для исследования потенциала заземлителя, установленного на произвольной глубине под поверхностью земли, сперва предположим, что шарообразный (сферический) заземлитель расположен в неограниченном со всех сторон земном пространстве. Нетрудно установить, что его сопротивление при этих условиях будет вдвое меньше, чем у полусферического заземлителя с одинаковым диаметром в полусферическом земном пространстве. Теперь ток может растекаться во вдвое большем пространстве, чем в случае полусферического заземлителя, плоскость сечения которого прилегает к поверхности земли. Поэтому потенциал, создаваемый шаровым заземлителем в полностью сферическом земном пространстве, на расстоянии x от его центра будет вдвое меньше величины, определяемой уравнением (1), при условии, что через заземлитель пропускается такой же ток, т. е.

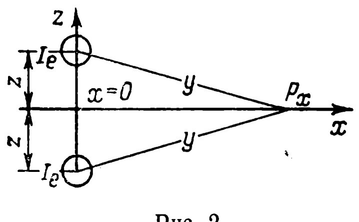


Рис. 2

$$\varphi = \frac{\rho I_e}{4\pi x}. \qquad (1a)$$

Если на расстоянии $2z$ от этого шарового заземлителя в неограниченном со всех сторон земном пространстве расположен второй такой же заземлитель, имеющий металлическое соединение с первым, то очевидно, что каждый из этих заземлителей передает одинаковый ток при приложенном к ним общем потенциале φ. Здесь также можно в соответствии с уравнением (2) для двух полусферических заземлителей учитывать увеличение сопротивления каждого отдельного заземлителя вследствие их взаимного влияния. Получается

$$\varphi = \frac{\rho I_e}{2\pi D} + \frac{\rho I_e}{4\pi \cdot 2z},$$

---

* В формулах (2) и (3) не учитывается перераспределение плотности тока на поверхности заземлителей из-за их взаимного влияния. С достаточной точностью этим обстоятельством можно пренебречь, если $2z \geqslant (4 \div 5) D$. (*Прим. редактора перевода.*)

и отсюда сопротивление одного заземлителя *

$$r=\frac{\rho}{2\pi}\left(\frac{1}{D}+\frac{1}{4z}\right). \tag{2a}$$

На рис. 2 в сечении представлено расположение обоих заземлителей. Исследуем потенциал точки P_x и изменение потенциала по оси симметрии (оси x), расположенной между обоими заземлителями на расстоянии z от каждого из них. Потенциал этой точки определяется обоими заземлителями, удаленными от нее на расстояние y, каждый из которых проводит ток I_e. Согласно уравнению (1а) при этом будет $\varphi_x=2\frac{\rho I_e}{4\pi y}$, а так как $y=\sqrt{x^2+z^2}$, то

$$\varphi_x=2I_e\frac{\rho}{4\pi\sqrt{x^2+z^2}}.$$

Для $x=0$ потенциал имеет наибольшее значение

$$\varphi_x=2I_e\frac{\rho}{4\pi z},$$

т. е. этот потенциал будет значительно меньше, чем у самих заземлителей. Исследуем сперва изменение градиента потенциала на оси x. Здесь

$$d\varphi_x=\frac{2I_e\rho}{4\pi}\,d\,\frac{1}{\sqrt{x^2+z^2}}$$

и, следовательно,

$$-E_x=\frac{d\varphi_x}{dx}=-\frac{2I_e\rho}{4\pi}\cdot\frac{x}{(\sqrt{x^2+z^2})^3}. \tag{4}$$

Для $x=0$, т. е. посередине между обоими заземлителями, градиент $d\varphi_x/d_x=0$. Далее, из уравнения (4) вытекает, что для $x=\infty$ градиент также равен нулю. Для значений x между $x=0$ и $x=\infty$ уравнение (4) дает градиент потенциала, который при $x=z/\sqrt{2}$ имеет наибольшее значение.

Представим себе на рис. 2 плоскость сечения, направленную перпендикулярно плоскости рисунка через ось x, а верхнюю полусферу — удаленной. Тогда нижняя полусфера будет представлять собой грунт, в котором на глубине z установлен шаровой заземлитель. Теперь описанный выше характер изменения потенциала относится к поверхности земли. При этом очевидно, что непосредственно над заземлителем градиент потенциала, а вместе с тем и шаговое напряжение равны нулю, а мак-

* См. предыдущее примечание. Дополнительно укажем, что формула (2а) при малых значениях $2z/D$ дает заниженные значения сопротивления. Например, при $z=D$ ошибка может лежать в пределах 5%, что вполне приемлемо с практической точки зрения. *(Прим. редактора перевода.)*

симум шагового напряжения образуется на растоянии $x=z/\sqrt{2}$. Эта наибольшая величина согласно уравнению (4) составляет

$$\frac{d\varphi_x}{dx}=-\frac{2I_e\rho}{4\pi}\cdot\frac{2}{3\sqrt{3}\,z^2}.$$

В противоположность этому для заземлителя, установленного у поверхности земли, из уравнения (1) следует, что наибольший градиент имеет место на кромке заземлителя, так как

$$\frac{d\varphi}{dx}=-\frac{\rho I_e}{2\pi}\cdot\frac{1}{x^2},$$

и для $x=D/2$

$$\frac{d\varphi}{dx}=-\frac{2\rho I_e}{4\pi}\cdot\frac{4}{D^2}.$$

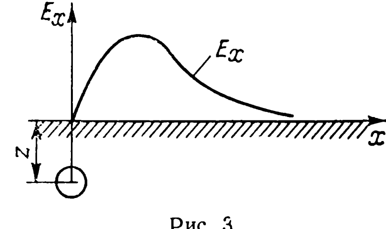


Рис. 3

Так как D всегда меньше z, а $\frac{2}{3\sqrt{3}}=0{,}39$, то очевидно, что установка заземлителя ниже поверхности земли обеспечивает значительное снижение опасности вследствие шаговых напряжений. На рис. 3 показана характеристика напряженности электрического поля на поверхности земли.

2. Стержневые и тросовые электроды

Сферические и полусферические электроды непригодны для практического применения в качестве заземлителей. Для этой цели обычно применяют стержневые, трубчатые или тросовые (проволочные) электроды, имеющие малый по сравнению с их длиной диаметр. В случае шаровых или полусферических электродов мы представляли себе центр в виде точечного источника, из которого исходит подводимый к заземлителю ток. Для продолговатого заземлителя мы можем представить себе расположенный по его оси линейный источник, из которого ток исходит в первом приближении с равномерным распределением. Пусть такой линейный источник имеет длину $2l$, его направление пусть совпадает с осью y системы координат, ось x которой делит линейный источник пополам (рис. 4). Источник установлен в неограниченном со всех сторон земном пространстве. Предположим, что к нему подводится ток $2I$, а контрзаземлитель представляет собой проводящую оболочку, расположенную на бесконечно большом расстоянии. Потенциал какой-либо точки в пространстве определяется взаимодействием всех элементарных участков линейного источника. Если длина такого участка $d\lambda$, то приходящаяся на нее доля тока составляет $2I d\lambda/(2l)$,

а удаление участка от оси x равно λ. Рассматриваемая точка имеет координаты x, y, а ее расстояние от указанного элементарного участка будет $\sqrt{x^2+(y-\lambda)^2}$.

Потенциал участка в рассматриваемой точке имеет выражение

$$d\varphi = 2I\frac{d\lambda}{dl}\cdot\frac{\rho}{4\pi}\cdot\frac{1}{\sqrt{x^2+(y-\lambda)^2}}.$$

Все элементарные участки создают в этой точке потенциал

$$\varphi = 2I\frac{\rho}{8\pi l}\int_{-l}^{l}\frac{d\lambda}{\sqrt{x^2+(y-\lambda)^2}} = 2I\frac{\rho}{8\pi l}\ln\frac{\sqrt{x^2+(y+l)^2}+y+l}{\sqrt{x^2+(y-l)^2}+y-l}. \qquad (5)$$

Уравнение (5) показывает, что для равных потенциалов φ логарифм должен быть постоянным. Из этого условия следует, что такие точки располагаются на эллипсоиде вращения, фокусные точки которого приходятся на концы линейного источника. Поверхности равного потенциала у линейного источника представляют собой эллипсоиды вращения с общими фокусами. Поэтому с увеличением расстояния от линейного источника эти поверхности все больше приближаются к сферической.

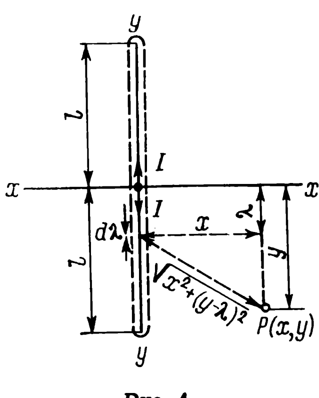


Рис. 4

Нас интересует потенциал самого заземлителя, так как он характеризует сопротивление. Эллипсоиды вращения, расположенные в непосредственной близости от линейного источника, имеют в сравнении с их большой осью (равной приблизительно $2l$) незначительную малую ось; форма их приблизительно цилиндрическая с закругленными концами. Поэтому заземлители принятых здесь форм можно рассматривать как эквипотенциальные поверхности линейного источника, длина которого лишь незначительно меньше длины заземлителя, так что последнюю можно принять приближенно равной длине линейного источника. Если d — диаметр заземлителя, т. е. $d/2$ — малая полуось замещенного цилиндром эллипсоида, то согласно уравнению (5) для центра заземлителя, т. е. для $y=0$ и для $x=d/2$, потенциал самого заземлителя будет

$$\varphi_0 = 2I\frac{\rho}{8\pi l}\ln\frac{\sqrt{(d/2)^2+l^2}+l}{\sqrt{(d/2)^2+l^2}-l}. \qquad (5а)$$

Так как $d/2$ стержневого или тросового заземлителя всегда мало по сравнению с длиной заземлителя l, то можно положить

$$\sqrt{(d/2)^2+l^2} \approx \frac{d^2}{8l}+l.$$

Если пренебречь очень малым по сравнению с l членом $d^2/(8l)$, то

$$\varphi_0 \approx 2I\frac{\rho}{8\pi l}\ln\frac{(4l)^2}{d^2}=2I\frac{\rho}{4\pi l}\ln\frac{4l}{d}. \tag{6}$$

Сопротивление такого заземлителя в неограниченном земном пространстве согласно уравнению (6) составляет

$$R=\frac{\rho}{4\pi l}\ln\frac{4l}{d}. \tag{7}$$

Если теперь разделить это пространство плоскостью сечения, перпендикулярной к заземлителю в его середине, на две половины, то в распределении потенциалов ничего не изменится, так как по обе стороны плоскости сечения это распределение будет зеркально-симметричным *. Убрав одну из этих половин, можно представить себе, что другая половина является землей, в которой установлен доходящий до ее поверхности стержневой заземлитель длиной l и диаметром d. Этот заземлитель передает половину тока $2I$, который был принят нами для заземлителя длиной $2l$ в неразделенном земном пространстве. Поэтому сопротивление укороченного вдвое заземлителя составляет

$$R=\frac{\rho}{2\pi l}\ln\frac{4l}{d}. \tag{7a}$$

Форма стержня, определяющая отношение $4l/d$, здесь имеет меньшее значение, так как влияет только на аргумент логарифма. В противоположность этому длина стержня l имеет определяющее влияние, и сопротивление заземления почти обратно пропорционально этой длине. На практике применяются трубы, например, длиной 10 м и диаметром 2,5 см. Во влажном грунте с $\rho=100$ Ом · м для такого заземлителя

$$R=\frac{100}{2\pi\cdot 10}\ln\frac{4\cdot 10}{0{,}025}=12\ \text{Ом}.$$

Распределение потенциала описано уравнением (5). Нас интересует здесь распределение потенциала в ближайшем окружении стержневого заземлителя на поверхности земли, так как оно является определяющим для напряжения прикосновения

* По методу зеркальных отображений. *(Прим. редактора перевода.)*

и шагового напряжения. У нас поверхность земли образована плоскостью сечения, перпендикулярной заземлителю, имевшему первоначально длину $2l$, в его середине, т. е. в точке $y=0$. Подставив в уравнение (5) это значение, получим

$$\varphi = 2I \frac{\rho}{8\pi l} \ln \frac{\sqrt{x^2+l^2}+l}{\sqrt{x^2+l^2}-l}. \tag{5б}$$

Продифференцируем это выражение по x и получим напряженность электрического поля

$$-\frac{d\varphi}{dx} = E_x = I \frac{\rho}{2\pi x \sqrt{x^2+l^2}}. \tag{8}$$

Для больших расстояний x значение подкоренного выражения будет приближенно равно x и тогда напряженность электрического поля

$$E_x = I \frac{\rho}{2\pi x^2}.$$

Это то же самое выражение, что и уравнение (8) главы 16 для шарового заземлителя. На большом расстоянии в сравнении с размером заземлителя все эквипотенциальные поверхности практически являются сферическими оболочками. Это имеет место уже для $x=3l$.

Для малых x напряженность электрического поля приблизительно составляет

$$E_x = I \frac{\rho}{2\pi x l}, \tag{8а}$$

т. е. она значительно больше, чем в случае полусферы. Это объясняется сильной концентрацией тока на малом периметре стержня или трубы.

Вдоль стержня плотность тока между поверхностью стержня и грунтом является на большей части его длины почти постоянной. Однако к нижнему концу стержня напряженность поля значительно возрастает. Если для вершины эллипса, расположенной на нижнем конце стержня по его оси, принять координату $x=0$, то уравнение (5) примет вид

$$\varphi = 2I \frac{\rho}{8\pi l} \ln \frac{y+l}{y-l}.$$

Отсюда следует

$$\frac{d\varphi}{dy} = -E_y = -I \frac{\rho}{4\pi l} \cdot \frac{2l}{y^2-l^2}.$$

На нижнем конце стержня y имеет длину большой полуоси эллипса, т. е.

$$y = \sqrt{l^2+(d/2)^2}.$$

При этом

$$E_y = I \frac{\rho}{2\pi} \cdot \frac{1}{(d/2)^2}. \qquad (8б)$$

При сравнении этой величины с величиной, определяемой уравнением (8а), в которое для поверхности земли надо подставить $x=d/2$, оказывается, что напряженность электрического поля на нижнем закругленном конце будет в отношении $2l/d$ больше, чем у заземлителя у поверхности земли.

В приведенном примере эта величина в $2l/d=20/0{,}025=$ $=800$ раз больше, чем у поверхности земли, т. е. на верхнем конце заземлителя. Эта огромная разница объясняется свойствами эллипсов с малыми фокусными расстояниями, малые полуоси которых сперва увеличиваются гораздо сильнее, чем большие полуоси, так что определяемые этим эквипотенциальные поверхности на нижнем конце заземлителя следуют друг за другом соответственно значительно плотнее, чем на его верхнем конце, на который приходятся центры эллипсов.

Аналогичным путем можно вывести сопротивление заземления и распределение потенциалов для заземлителей других типов. В табл. 1 дается сопоставление некоторых заземлителей простой формы и их сопротивлений заземления. Из таблицы видно, что плоская полоса вызывает сопротивление заземления, очень близкое к соответствующему сопротивлению, создаваемому стержнем круглого сечения диаметром, равным половине ширины полосы. Сопротивление заземления проволочного кольца с диаметром окружности D лишь немногим больше сопротивления заземления прямого заземлителя длиной πD. Разница обусловлена отсутствием концов с их повышенными плотностями тока, но она практически исчезает уже при $D=10$ м, так как составляет при этом только 3%.

Сопротивление заземлителя вблизи поверхности земли всегда вдвое больше сопротивления того же заземлителя, установленного на большой глубине в сравнении с его протяженностью, так как распределение тока отсекается верхним полупространством.

Все приведенные здесь уравнения показывают, что сопротивление заземления заземляющего электрода определяется главным образом наибольшим размером этого электрода и лишь в незначительной степени зависит от других его размеров, как, например, поперечного сечения или толщины. Отсюда видно, что площадь поверхности электрода играет сравнительно малую роль, определяющее значение имеет только его линейный размер.

Простейший метод определения сопротивления и распределения потенциала заземляющих электродов сложной формы, например для ноги опоры высоковольтной линии электропередачи или заземляющего устройства, состоящего из множества

Таблица 1

Заземлители простой формы и их сопротивление заземления

Заземлитель	R	Заземлитель на поверхности земли	R
Полусфера	$\dfrac{\rho}{\pi D}$	Пластина	$\dfrac{\rho}{2D}$
Стержень, труба	$\dfrac{\rho}{2\pi l}\ln\dfrac{4l}{d}$	Кольцо	$\dfrac{\rho}{\pi^2 D}\ln\dfrac{8D}{d}$
Трос под землей	$R_z=R\left(1+\dfrac{\ln\dfrac{l}{2z}}{\ln\dfrac{zl}{d}}\right)$	Полоса	$\dfrac{\rho}{\pi l}\ln\dfrac{2l}{d}$; $d=b/2$

отдельных заземлителей, заключается часто в проведении измерений на модели такого заземляющего устройства в электролитической ванне. Сопротивление натурного устройства заземления должно при этом пересчитываться в соотношении линейных размеров и в отношении удельного сопротивления среды, в которой установлена модель заземления, к удельному сопротивлению грунта в месте установки заземляющего устройства.

3. Сложные стержневые заземлители

Часто применяются заземлители, состоящие из нескольких стержней или тросов, и поэтому целесообразно вывести формулы для их расчета.

Два перекрещивающихся полосовых заземлителя одинаковой длины образуют так называемый четырехлучевой заземлитель, применяемый обычно для заземления опор линий электро-

передачи с целью отвода тока грозовых разрядов (рис. 5). Расчет сопротивления должен учитывать взаимное влияние расположенных в непосредственной близости друг от друга отдельных заземлителей.

Уравнение (5) выражает потенциал в окружении полосового заземлителя длиной $2l$, установленного в безграничном во всех направлениях земном пространстве, для линии, проходящей перпендикулярно через его середину. Заземлитель согласно уравнению (5) проводит ток $2I$. Если с учетом этого образовать сумму потенциалов всех точек на участке от $-l$ до l и предположить, что их среднее значение распределено равномерно по отрезку $2l$, то получим приближенное влияние на заземлитель со стороны другого, перпендикулярного ему заземлителя, с которым он образует заземлитель крестообразной формы с равными лучами длиной l*. Средний потенциал

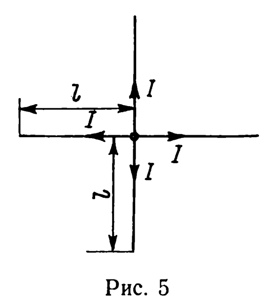


Рис. 5

$$\varphi_m = 2I \frac{\rho}{8\pi l} \cdot \frac{1}{2l} \int\limits_{x=-l}^{x=l} \ln \frac{\sqrt{x^2+l^2}+l}{\sqrt{x^2+l^2}-l}\, dx.$$

При условии, что $x = nl$, интеграл принимает вид

$$l \int\limits_{n=-1}^{n=1} \ln \frac{\sqrt{n^2+1}+1}{\sqrt{n^2+1}-1}\, dn.$$

Вычисление этого интеграла дает в указанных пределах с хорошим приближением значение $2l \cdot 3{,}5$. Отсюда следует

$$\varphi_m = 2I \frac{\rho}{8\pi l} \cdot 3{,}5.$$

Таким образом, потенциал перекрещивающихся полос складывается из собственного потенциала [см. уравнение (6)] и дополнительного, вычисленного выше потенциала, т. е.

$$\varphi = 2I \frac{\rho}{8\pi l} \left(2 \ln \frac{4l}{d} + 3{,}5\right).$$

Здесь $2I$ — ток в одной полосе. Перекрещивающая ее полоса также проводит ток $2I$. Следовательно, сопротивление заземления перекрещивающихся полос будет

$$R = \frac{\varphi}{4I} = \frac{\rho}{8\pi l} \left(\ln \frac{4l}{d} + 1{,}75\right).$$

* Речь идет о методе средних потенциалов (метод *XOY*), который дает возможность для описанной системы с приемлемой точностью получить значения сопротивления системы проводов. *(Прим. редактора перевода.)*

Если заземлитель лежит на поверхности земли, то сопротивление заземления будет вдвое больше, а именно

$$R = \frac{\rho}{4\pi l}\left(\ln\frac{4l}{d} + 1{,}75\right). \qquad (9)$$

Сопротивление, сосчитанное по уравнению (9), несколько выше сопротивления прямо уложенного заземлителя длиной $4l$. Этот прирост вызывается взаимным влиянием соседних частей сложного заземлителя на растекание тока в земле. При наличии более чем четырех лучей растекание в земле продолжает увеличиваться и нарушает условие, что сопротивление уменьшается пропорционально отношению числа лучей. При бесконечно большом числе лучей мы имели бы заземлитель в виде круглой пластины (диска) диаметром $2l$, сопротивление которого согласно табл. 1 составляло бы $R = \rho/(4l)$. Следовательно, здесь сопротивление уменьшается согласно отношению

$$\frac{\pi}{\ln(4l/d) + 1{,}75}$$

в сравнении с сопротивлением четырехлучевого заземлителя. Для обычных значений длины и диаметра заземлителей это отношение составляет примерно $^1/_3$, несмотря на очень большое число лучей заземлителя.

Во многих случаях заземляющие устройства образуются из некоторого числа соединенных параллельно стержневых заземлителей. Если эти заземлители установлены на большом расстоянии друг от друга по сравнению с длиной отдельных электродов, то сопротивление устройства в целом должно определяться по сопротивлениям отдельных заземлителей, что соответствует принципу расчета сопротивления проволочных резисторов. При более плотном расположении заземлителей становится заметным их взаимное влияние, проявляющееся в повышении общего сопротивления, причем сопротивление тем больше, чем плотнее установлены заземлители и чем больше их число.

Напряжение на каждом заземляющем электроде определяется суммой потенциалов, создаваемых рассматриваемым стержнем и всеми другими стержнями. Обозначим токи отдельных заземлителей через I_1, I_2, I_3 и т. д. и определим потенциал заземлителя *1*. При этом с помощью уравнения (5), в котором выражение

$$\frac{\sqrt{x^2 + l^2} + l}{\sqrt{x^2 + l^2} - l}$$

запишем в виде

$$\frac{\sqrt{m^2+1}+1}{\sqrt{m^2+1}-1}=K,$$

получим уравнение

$$\varphi = I_1 \frac{\rho}{2\pi l_1} \ln \frac{4l_1}{d_1} \ln K_1 + I_2 \frac{\rho}{4\pi l_2} \ln K_2 + I_3 \frac{\rho}{4\pi l_3} \ln K_3 + \cdots \qquad (10)$$

Здесь токи труб еще не определены, однако простоты ради примем длину и диаметр всех труб одинаковыми. Следовательно, можно вывести столько же уравнений этого вида, сколько имеется труб в устройстве. Поскольку все они должны быть соединены между собой в виде параллельной схемы с помощью токособирающего провода с очень хорошей электропроводностью, потенциал всех заземлителей одинаков. Первое слагаемое относится к самому́ рассматриваемому заземлителю. Последующие слагаемые, относящиеся к другим стержням, определяются величиной $m=x/l$, т. е. отношением их расстояния от стержня *1* к их длине, содержащимся в выражениях ln *K*.

Если все стержни равны по длине, имеют одинаковый диаметр и симметричны друг другу, например расположены в углах равностороннего треугольника, квадрата или правильного многоугольника, т. е. на одной окружности с равными расстояниями друг от друга, то ввиду симметрии токи отдельных заземлителей равны между собой и уравнение (10), в котором $I_1=I_2=I_3=\ldots=I_n=I/n$, принимает простой вид:

$$\varphi = \frac{I}{n} \cdot \frac{\rho}{2\pi l} \ln\left(\frac{4l}{d} \sqrt{K_1 K_2 K_3 \ldots K_n}\right).$$

Это уравнение легко вычисляется для любого практического случая, однако следует по отдельности рассмотреть три характерных примера.

При большом отношении $m=x/l$ значения *K* близки к единице и общее сопротивление получает выражение

$$R = \frac{1}{n} \frac{\rho}{2\pi l} \ln \frac{4l}{d}.$$

В этом случае сопротивление уменьшается обратно пропорционально числу параллельных труб.

С уменьшением отношения x/l значения *K* быстро возрастают:

m	∞	1	0,5	0,25	0,1
K	1	6,0	17,7	75	401

Это влияние на сопротивление расположенных близко друг от друга, включенных параллельно заземлителей можно наиболее наглядно показать с помощью нескольких сравнительных численных примеров. Пусть, например, четыре заземлителя, каждый длиной 10 м и диаметром 2 см, будут установлены по углам квадрата. Сопротивления заземления этого устройства приведены в табл. 2.

Таблица 2

Сопротивление заземления четырех соединенных параллельно заземлителей

№ пп.	m	K	R, Ом
1	∞	$K=1$	$R=\frac{1}{4}\cdot\frac{100}{2\pi\cdot 10}\ln\frac{40}{0{,}02}=$ $=0{,}92\lg 2000=3$
2	1	$K_2=K_4=6{,}0;$ $K_3=3{,}7$	$R=0{,}92\lg\frac{40}{0{,}02}\times$ $\sqrt{K_2K_3K_4}=4$
3	0,5	$K_2=K_4=17{,}7;$ $K_3=10{,}0$	$R=4{,}7$
4	0,25	$K_2=K_4=65;$ $K_3=33$	$R=5{,}4$
5	0,1	$K_2=K_4=401;$ $K_3=201$	$R=6{,}5$

В соответствии с этим четыре заземлителя с расстоянием между ними, равным их длине или $\sqrt{2}$-кратной длине установленного по диагонали заземлителя, оказывают друг на друга влияние, повышающее сопротивление устройства на 33% (вариант 2). При очень малом расстоянии, равном $^1/_{10}$ длины заземлителя, повышение составляет 117% (вариант 5), следовательно нет никакого смысла устанавливать заземлители так близко друг от друга. Нередко в крупных устройствах бывает необходимым обеспечить низкие сопротивления заземления при большом числе стержневых заземлителей. При этом целесообразно стремиться к тому, чтобы отношение m было больше единицы для того, чтобы получить высокий КПД, т. е. высокое использование заземлителей.

4. Нагревание грунта

В тех случаях, когда заземляющий электрод должен постоянно или в течение определенного времени находиться под нагрузкой, необходимо учитывать повышение температуры грунта, чтобы избежать перегрузки, в результате которой из земли может испаряться влага, причем в ближайшем окружении заземлителя будет повышаться удельное сопротивление грунта, или даже вследствие полного высыхания грунта возникнет изоляция заземляющего электрода.

Плотность тока вокруг шарового электрода диаметром D изменяется с расстоянием x от центра шара по формуле

$$\delta = \frac{I}{4\pi x^2}. \tag{11}$$

При этом в каждой единице объема грунта выделяется джоулево тепло $\rho\delta^2$, которое ввиду высоких значений ρ может быть значительным. Это тепло может частично аккумулироваться в грунте, имеющем среднюю, отнесенную к объему теплоемкость $c = 1{,}75 \cdot 10^6$ Дж/(К·м³), а частично передаваться от мест с более высокой температурой к местам с более низкой температурой при средней теплопроводности $\lambda = 1{,}2$ Вт/(К·м).

Рассмотрим два предельных случая, которые сами по себе достаточно наглядны и дают хорошую информацию о нагревании заземлителя.

а. Пусть тепло, выделяемое шаровым заземлителем, аккумулируется в некотором объеме грунта и не отводится из него. На расстоянии x от центра шара сферическая поверхность составляет $4\pi x^2$. Примем ее толщину равной dx. Тогда сопротивление будет

$$dR = \frac{\rho dx}{4\pi x^2}.$$

В этом объеме ток I создает в течение времени dt количество тепла

$$dQ = I^2 \frac{\rho dx dt}{4\pi x^2}.$$

Это количество тепла накапливается в сферической оболочке грунта и повышает ее температуру на величину $d\vartheta$. Объем сферической оболочки равен $4\pi x^2 dx$ и при отнесенной к этому объему теплоемкости C будет $dQ = C_V 4\pi x^2 dx d\vartheta$.

Из этих двух условий следует

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \left(\frac{I}{4\pi x^2}\right)^2 \frac{\rho}{c_V} = \delta^2 \frac{\rho}{c_V} = \text{const} = \frac{\vartheta}{t}, \tag{12}$$

так как для линейного повышения температуры во времени справедливо $d\vartheta/dt=\vartheta/t$. С учетом этого из уравнения (12) вытекает

$$\delta=\sqrt{\frac{c_V\vartheta}{\rho t}}. \tag{13}$$

Ввиду того что в этом уравнении отсутствует длина, оно справедливо для любого объемного элемента грунта, совершенно независимо от характера распределения тока, т. е. может применяться для заземлителей любой формы.

Если принять из соображений безопасности максимальное повышение температуры равным 60 К, окажется, что заземлители в хорошо проводящем грунте с $\rho=100$ Ом·м могут в течение одного часа, т. е. 3600 с, работать с нагрузкой при плотности тока

$$\sqrt{\frac{1{,}75\cdot 10^6\cdot 60}{100\cdot 3600}}=17\ \text{А/м}^2.$$

б. Другой предельный случай должен показать, какое значение следует придавать имеющемуся в действительности отводу тепла. Если мы предположим, что поверхностная температура заземлителя достигла допустимой, а плотность тока как раз настолько велика, что температура в результате отвода тепла больше не повышается, это относится также и ко всему окружающему грунту, поскольку, если бы здесь температура тем не менее возрастала, то тепло, непрерывно образующееся в непосредственном окружении заземлителя, не могло бы отводиться без дальнейшего повышения температуры.

Ввиду симметрии тепло отводится в радиальном направлении. Между поверхностью шара диаметром D и точкой на расстоянии x от центра шара сопротивление

$$R=\frac{\rho}{4\pi}\left(\frac{1}{D/2}-\frac{1}{x}\right).$$

При этом сопротивлении создается тепловой поток

$$\Phi=I^2\frac{\rho}{4\pi}\left(\frac{1}{D/2}-\frac{1}{x}\right).$$

Этот поток должен пройти через сечение грунта $4\pi x^2$ толщиной dx, причем он вызывает перепад температуры $d\vartheta$ на участке dx. По законам теплопроводности поток тепла при этом равен $4\pi x^2\lambda\frac{d\vartheta}{dx}$, где λ — теплопроводность. С учетом того, что местная температура падает в радиальном удалении от заземли-

теля, т. е. что $d\vartheta$ должно подставляться с отрицательным знаком, будет

$$I^2\frac{\rho}{4\pi}\left(\frac{1}{D/2}-\frac{1}{x}\right)=-4\pi\lambda x^2\frac{d\vartheta}{dx}$$

или

$$-d\vartheta=\left(\frac{I}{4\pi}\right)^2\frac{\rho}{\lambda}\left(\frac{1}{D/2}-\frac{1}{x}\right)\frac{dx}{x^2}.$$

Интегрирование дает

$$\vartheta=\left(\frac{I}{4\pi}\right)^2\frac{\rho}{\lambda}\cdot\frac{1}{x}\left(\frac{1}{2x}-\frac{1}{D/2}\right)\Bigg|_{x_1}^{x_2}. \quad (14)$$

Температура перегрева заземлителя с пределами $x_1=D/2$ и $x_2=\infty$ составляет

$$\vartheta_m=2\frac{\rho}{\lambda}\left(\frac{1}{4\pi D}\right)^2=\frac{1}{2}\cdot\frac{\rho}{\lambda}\left(\frac{D}{2}\right)^2\delta^2. \quad (15)$$

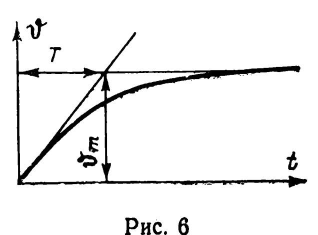


Рис. 6

Из уравнения (15) следует

$$I=4\pi D\sqrt{\frac{\lambda\vartheta_m}{2\rho}}=\frac{1}{R}\sqrt{2\lambda\vartheta_m\rho}; \quad (16)$$

допустимая плотность тока составляет

$$\delta=\frac{2}{D}\sqrt{\frac{2\lambda\vartheta_m}{\rho}}. \quad (17)$$

В соответствии с этим для грунта того же рода, что и в случае «а», наибольшая допустимая плотность тока при $D=1$ м будет

$$\delta=\frac{2}{1}\sqrt{\frac{2\cdot 1,2\cdot 60}{100}}=2,4\ \text{А/м}^2,$$

т. е. значительно меньше, чем в предыдущем примере с нагрузкой в течение одного часа. Уже отсюда видно, что отвод тепла при кратковременной нагрузке не может иметь существенного значения.

Первоначальное повышение температуры, происходящее в течение короткого времени в соответствии с уравнением (12), изображено на рис. 6. Конечная температура перегрева ϑ_m, которая при заданных постоянных грунта определяется уравнением (15), также приведена на рис. 6. Расположенную между ними соединительную кривую описать аналитически довольно

трудно. Однако можно очень просто найти постоянную времени T, если определять ее как время, в течение которого первоначальное линейное повышение температуры достигает конечной температуры перегрева, как это видно на рис. 6. Для указанной точки пересечения в соответствии с уравнениями (12) и (15) будет

$$\vartheta_m = \frac{\rho}{c_V} T\delta^2 = \frac{1}{2}\cdot\frac{\rho}{\lambda}\left(\frac{D}{2}\right)^2 \delta^2. \quad (18)$$

Отсюда постоянная времени нагрева шарового заземляющего электрода и окружающего его грунта

$$T = \frac{1}{2}\cdot\frac{c_V}{\lambda}\left(\frac{D}{2}\right)^2. \quad (19)$$

Эта величина зависит только от тепловых постоянных грунта и диаметра шара. Для других форм заземлителей постоянная времени имеет аналогичное выражение. Для шара диаметром $D=1$ м

$$T = \frac{1}{2}\cdot\frac{1{,}75\cdot 10^6\cdot 0{,}25}{1{,}2} = 1{,}83\cdot 10^5 \text{ с},$$

т. е. $T=51$ ч. Следовательно, если при кратковременной перегрузке допустимая конечная температура перегрева достигается за сравнительно короткое время, то причина этого заключается в том, что в результате малой теплопроводности грунта за это короткое время отводится только небольшая доля образовавшегося тепла, в то время как его основная часть аккумулируется и повышает температуру.

ГЛАВА ВОСЕМНАДЦАТАЯ

ЗАЗЕМЛЕНИЕ НЕЙТРАЛИ В СЕТЯХ ТРЕХФАЗНОГО ТОКА

Нейтраль (нулевая точка) является центром симметрии сети трехфазного тока. В особенности на трансформаторах, а также на генераторах, электродвигателях или на устройствах для образования нулевой точки нейтраль выводится непосредственно на зажим. В симметричных системах токов и напряжений эти зажимы имеют практически потенциал земли и при этом безразлично, соединена ли нейтраль сети с землей и если да, то

каким образом соединена. Однако при несимметричных нагрузках и неисправностях относительно земли приходится ожидать в зависимости от вида заземления нейтрали появления напряжений отдельных проводов относительно земли или токов, уходящих через место неисправности в землю, которые могут превышать напряжения и токи, имеющие место при исправной работе.

Как воздействие напряжений на изоляцию, так и воздействие токов на средства эксплуатации или на отдельные части установок в случае неисправности в решающей мере зависит от вида заземления нейтрали. Рабочее напряжение, поставленная задача, протяженность и вид сети имеют определяющее значение для выбора вида заземления нейтрали, причем последующее внесение поправок или изменений является отнюдь не редким случаем. В разных странах имеет место различная практика выбора видов заземления нейтрали.

1. Неисправности в простых цепях трехфазного тока

Особое значение имеет неисправность в одной фазе относительно земли. Она, как правило, дает критерии для оценки воздействия на сеть в зависимости от вида заземления нейтрали. Рассмотрим сперва такую неисправность в простой симметричной цепи трехфазного тока (рис. 1). Пусть

$$\left.\begin{aligned} \underline{E}_A &= \underline{E}_\Lambda; \\ \underline{E}_B &= \underline{a}^2\underline{E}_\Lambda; \\ \underline{E}_C &= \underline{a}\,\underline{E}_Y; \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

$$\underline{Z}_A = \underline{Z}_B = \underline{Z}_C = \underline{Z}, \quad (2)$$

где комплексный оператор $\underline{a} = 1/\underline{a}^2 = e^{j120^\circ}$.

Пусть провод фазы A имеет неисправность относительно земли. При этом через землю проходит ток $\underline{I}_E$, который течет под действием напряжения $\underline{E}_A$ и ограничивается полными сопротивлениями $\underline{Z}_A$ и $\underline{Z}_r$. Полное сопротивление $\underline{Z}_r$ включает в себя в первую очередь полное сопротивление возврата тока через землю, а также, при соответствующих условиях, полное сопротивление между нейтралью и землей. Если оно индуктивное, то речь идет об индуктивном заземлении нейтрали; если же нейтраль вообще не соединена с землей, то $\underline{Z}_r \to \infty$.

Для токов и напряжений в этой простой цепи можно вывести следующие уравнения:

$$\left.\begin{aligned} \underline{I}_A &= \underline{I}_E = \frac{\underline{E}_A}{\underline{Z}_A + \underline{Z}_r} = \frac{\underline{E}_\lambda}{\underline{Z}} \cdot \frac{1}{1 + \underline{Z}_r/\underline{Z}}; \\ \underline{I}_B &= 0; \\ \underline{I}_C &= 0; \end{aligned}\right\} \quad (3а)$$

$$\left.\begin{aligned} \underline{U}_A &= 0; \\ \underline{U}_B &= -\underline{I}_E\underline{Z}_r + \underline{E}_B = -\underline{I}_E\underline{Z}_r + \underline{a}^2\underline{E}_\lambda = \underline{a}^2\underline{E}_\lambda\left(1 - \frac{\underline{a}}{1 + \underline{Z}/\underline{Z}_r}\right); \\ \underline{U}_C &= -\underline{I}_E\underline{Z}_r + \underline{E}_C = -\underline{I}_E\underline{Z}_r + \underline{a}\,\underline{E}_\lambda = \underline{a}\,\underline{E}_\lambda\left(1 - \frac{\underline{a}}{1 + \underline{Z}/\underline{Z}_r}\right). \end{aligned}\right\} \quad (3б)$$

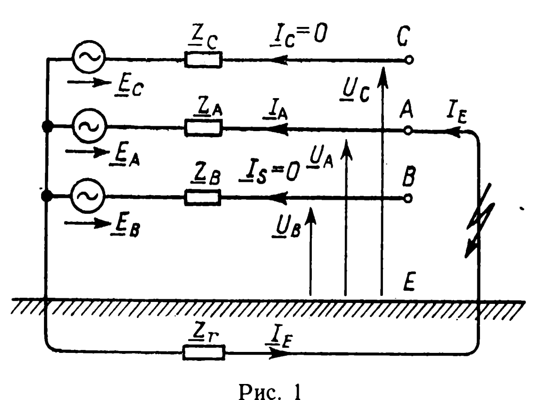


Рис. 1

Далее $\underline{E}_\lambda/\underline{Z} = I_{k3}$ — отнесенный к проводу фазы A ток трехполюсного короткого замыкания цепи.

Из этих уравнений можно наряду с прочими определить следующие величины:

а) сеть со свободной нейтралью, $\underline{Z}_r \to \infty$; ток однополюсного замыкания на землю $I_A \to 0$; напряжение исправных проводов относительно земли $U_B \approx U_C \approx \sqrt{3}\, E_\lambda = E_\Delta$;

б) глухое заземление нейтрали, $\underline{Z}_r \to 0$; ток однополюсного замыкания на землю $I_A = I_{k1} = I_{k3}$; напряжение исправных проводов относительно земли $U_B \approx U_C \approx E_\lambda$.

При таком заземлении нейтрали воздействие напряжения на изоляцию исправных фаз такое же, как при нормальной работе, однако ток однополюсного замыкания на землю равен току трехполюсного короткого замыкания.

2. Токи и напряжения промышленной частоты при неисправностях с соприкосновением с землей

Токи и напряжения промышленной частоты можно рассчитывать в общем виде методом симметричных составляющих. При этом следует исходить из показанной на рис. 2 схемы. Пусть сеть будет опять-таки симметричной с питающим напряжением $\underline{E}_\lambda$, полным сопротивлением нулевой последовательности $\underline{Z}_0$, полным сопротивлением прямой последовательности $\underline{Z}_1$ и обратной последовательности $\underline{Z}_2$. Полное сопротивление возврата тока через землю $\underline{Z}_r$ согласно рис. 1 входит в полное сопротивление нулевой последовательности $\underline{Z}_0$. По основному уравнению симметричных составляющих (глава 2) для однополюсной неисправности в соответствии с рис. 2 получается следующая система уравнений, из которой можно вывести соотношение между токами I_0, $\underline{I}_1$ и $\underline{I}_2$:

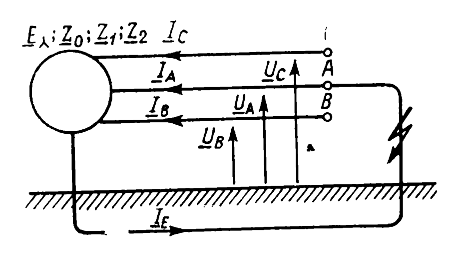


Рис. 2

$$\left.\begin{aligned} \underline{I}_B &= \underline{I}_0 + \underline{a}^2\underline{I}_1 + \underline{a}\,\underline{I}_2 = 0; \\ \underline{I}_C &= \underline{I}_0 + \underline{a}\,\underline{I}_1 + \underline{a}^2\underline{I}_2 = 0; \end{aligned}\right| \begin{matrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{matrix} \qquad (4)$$

$$(\underline{a}^2 - \underline{a})\,\underline{I}_1 + (\underline{a} - \underline{a}^2)\,\underline{I}_2 = 0; \qquad \underline{I}_1 = \underline{I}_2;$$

$$2\underline{I}_0 + (\underline{a}^2 + \underline{a})\,\underline{I}_1 + (\underline{a} + \underline{a}^2)\,\underline{I}_2 = 0; \qquad \underline{I}_0 = \underline{I}_1 = \underline{I}_2. \qquad (6)$$

Следовательно, токи в системах прямой, обратной и нулевой последовательности являются одинаковыми.

Соответственно напряжение провода A будет

$$\underline{U}_A = \underline{U}_0 + \underline{U}_1 + \underline{U}_2 = 0. \qquad (6)$$

Согласно главе 2 для напряжений на зажимах систем прямой, обратной и нулевой последовательности в зависимости от соответствующих полных сопротивлений справедливы следующие соотношения:

$$\left.\begin{aligned} \underline{U}_0 &= -\underline{I}_0\underline{Z}_0 = -3\underline{I}_0\,\frac{1}{3}\,\underline{Z}_0; \\ \underline{U}_1 &= \underline{E}_\lambda - \underline{I}_1\underline{Z}_1 = \underline{E}_\lambda - 3\underline{I}_1\cdot\frac{1}{3}\,\underline{Z}_1; \\ \underline{U}_2 &= -\underline{I}_2\underline{Z}_2 = -3\underline{I}_2\cdot\frac{1}{3}\,\underline{Z}_2. \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Только система прямой последовательности имеет при симметричном подводе энергии питающее напряжение.

Напряжение $\underline{U}_A$ по уравнению (6) с учетом уравнения (7) принимает следующее выражение:

$$\underline{U}_A = -\underline{I}_0\underline{Z}_0 + \underline{E}_\lambda - \underline{I}_1\underline{Z}_1 - \underline{I}_2\underline{Z}_2 = \underline{E}_\lambda - \underline{I}_0(\underline{Z}_0 + \underline{Z}_1 + \underline{Z}_2) = 0. \quad (8)$$

Отсюда рассчитывается ток в системе нулевой последовательности

$$\underline{I}_0 = \frac{\underline{E}_\lambda}{\underline{Z}_0 + \underline{Z}_1 + \underline{Z}_2} \quad (9)$$

и определяется новое соотношение для тока $\underline{I}_A$ в проводе с неисправностью

$$\underline{I}_A = \underline{I}_0 + \underline{I}_1 + \underline{I}_2 = 3\underline{I}_0 = 3\underline{I}_1 = 3\underline{I}_2 = \frac{\underline{E}_\lambda}{\underline{Z}_1} \cdot \frac{3}{1 + \underline{Z}_2/\underline{Z}_1 + \underline{Z}_0/\underline{Z}_1}. \quad (10)$$

Здесь и далее предполагается, что полные сопротивления прямой и обратной последовательности равны между собой, что в общем допустимо в исследовании процессов при замыкании на землю. Далее, полное сопротивление прямой последовательности приравнивается к введенному на рис. 1 симметричному полному сопротивлению проводов $\underline{Z}$. Наконец, полное сопротивление участка цепи через землю $\underline{Z}_r$ объединяется с полным сопротивлением проводов $\underline{Z}$ в полное сопротивление нулевой последовательности $\underline{Z}_0$:

$$\underline{Z}_0 = \underline{Z}_1 + 3\underline{Z}_r = \underline{Z} + 3\underline{Z}_r; \qquad \underline{Z}_1 = \underline{Z}; \qquad \underline{Z}_2 = \underline{Z}_1 = \underline{Z}. \quad (11)$$

При этих предпосылках из уравнения (9) с учетом уравнения (10) можно получить уже указанное в § 1 соотношение для тока неисправности в одной фазе

$$\underline{I}_A = \underline{I}_E = \frac{\underline{E}_\lambda}{\underline{Z}_1} \cdot \frac{3}{2 + \underline{Z}_0/\underline{Z}_1} = \frac{\underline{E}_\lambda}{\underline{Z}} \cdot \frac{1}{1 + \underline{Z}_r/\underline{Z}}. \quad (12)$$

Эквивалентная схема в симметричных составляющих, удовлетворяющая уравнениям (6), (7) и (10), приведена на рис. 3, *а*.

Системы прямой, обратной и нулевой последовательности отвечают в общем случае однофазному моделированию сети в целом с соответствующими полными сопротивлениями. Однако при симметричном питающем напряжении только система пря-

мой последовательности содержит источник напряжения. Для получения инвариантной по мощности модели, т. е. для полноценного моделирования указанных выше уравнений, необходимо в каждую из трех систем ввести одну треть полного сопротивления системы. На рис. 3, *б* принято, что полные сопротивления в системах прямой и обратной последовательности равны между собой. Обе системы можно объединить в одну

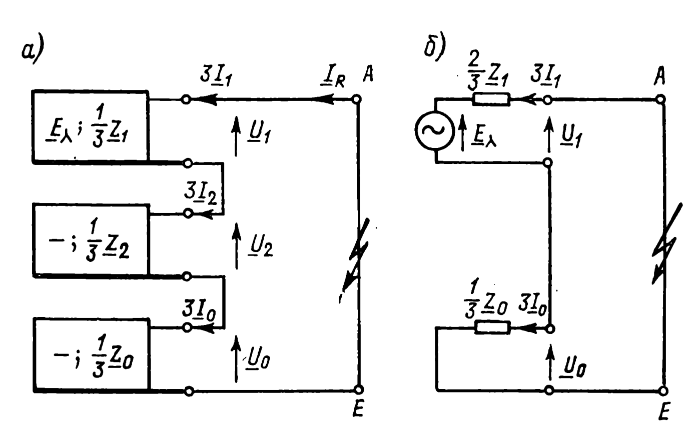


Рис. 3

с сопротивлением $^2/_3\ \underline{Z}_1$. При этом из уравнения (12), а также из рис. 3, *б* определяется упрощенное соотношение для тока неисправности $\underline{I}_A$:

$$\underline{I}_A = \frac{\underline{E}_\lambda}{\frac{2}{3}\underline{Z}_1 + \frac{1}{3}\underline{Z}_0} = \underline{I}_{k3}\frac{3}{2 + \underline{Z}_0/\underline{Z}_1} = 3\underline{I}_0 = \underline{I}_{k1}. \tag{13}$$

Для высоковольтных сетей отношение $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$, как правило, известно из расчетов или измерений на моделях. Искомым является в зависимости от этого отношение тока неисправности к току трехполюсного короткого замыкания. Поэтому принимается

$$\begin{aligned} &|\underline{I}_A/\underline{I}_{k3}| = I_{k1}/I_{k3} = i \text{ (действительное число);} \\ &\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 = x + jy \text{ (комплексное число).} \end{aligned} \tag{14}$$

Путем подстановки в уравнение (13) получаем

$$i = \left|\frac{3}{2 + x + jy}\right| = \left|\frac{3}{2 + x + jy}\right|. \tag{15}$$

Уравнение (15) можно возвести в квадрат и записать в виде уравнения окружности

$$(2+x)^2+y^2=(3/i)^2, \tag{16}$$

причем для центра и радиуса получаются следующие величины:

$$x_0=-2; \qquad y_0=0; \qquad r=\frac{3}{I_{k1}/I_{k3}}. \tag{17}$$

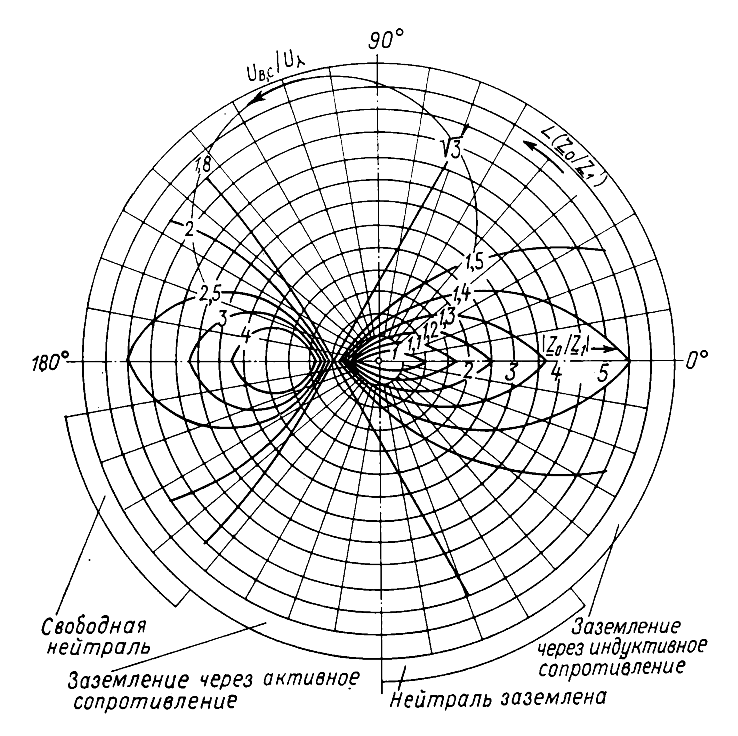


Рис. 4

Окружности для различных отношений $i=I_{k1}/I_{k3}$ нанесены на рис. 4. Отношение $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$ должно указываться в полярных координатах, т. е. с модулем и фазой.

Из основных уравнений симметричных составляющих для напряжения $\underline{U}_C$ получаем следующее выражение:

$$\underline{U}_C=\underline{U}_0+\underline{a}\,\underline{U}_1+\underline{a}^2\underline{U}_2-\underline{I}_0\underline{Z}_0+\underline{a}\,(\underline{E}_\lambda-\underline{I}_1\underline{Z}_1)-\underline{a}^2\underline{I}_2\underline{Z}_2=\underline{a}\,\underline{E}_\lambda-\underline{I}_0(\underline{Z}_0-$$

$$-\underline{Z}_1)=\underline{a}\,\underline{E}_\lambda\left(1-\underline{a}^2\frac{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1-1}{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1+2}\right). \tag{18}$$

Соответственно

$$\underline{U}_B=\underline{a}^2\underline{E}_\lambda\left(1-\underline{a}\frac{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1-1}{\underline{Z}_0/\underline{Z}_1+2}\right). \tag{19}$$

Здесь также приняты равными полные сопротивления в системах прямой и обратной последовательности ($\underline{Z}_2=\underline{Z}_1$). Так же как и ток I_{k1}, напряжения U_C и U_B зависят от отношения $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$ и могут быть изображены в диаграмме с кривыми геометрических мест для постоянного отношения U_C/E_λ или U_B/E_λ. Так же как для тока, принимаются условия:

$$|\underline{U}_C/\underline{E}_\lambda| = U_C/E_\lambda = u \text{ (действительное число);}$$
$$\underline{Z}_0/\underline{Z}_1 = x + jy \text{ (комплексное число).} \qquad (20)$$

После пересчета получается следующее уравнение окружности:

$$\left(x + \frac{1}{2}\cdot\frac{4u^2-3}{u^2-3}\right)^2 + \left(y + \frac{\sqrt{3}}{2}\cdot\frac{3}{u^2-3}\right)^2 = \frac{9u^2}{(u^2-3)^2}. \qquad (21)$$

Для кривых геометрических мест в функции отношения U_C/E_λ координаты центра и радиуса определяются выражениями:

$$x_0 = -\frac{1}{2}\cdot\frac{4u^2-3}{u^2-3}; \qquad y_0 = \pm\frac{\sqrt{3}}{2}\cdot\frac{3}{u^2-3}; \qquad r = \frac{3u}{u^2-3}. \qquad (22)$$

Эти кривые геометрических мест также нанесены на рис. 4.

Следовательно, из рис. 4 можно определять однофазные токи неисправности и напряжения исправных проводов при неисправности в одной фазе. Обе величины зависят от отношения $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$, т. е. от вида заземления нейтрали. Например, из этой диаграммы можно установить, что для отношения $|\underline{Z}_0/\underline{Z}_1| = 1 \div 4$ напряжение проводов относительно земли не превышает 1,3-кратного питающего напряжения между фазой и нейтралью, если угол отношения $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$ находится приблизительно в диапазоне $\pm 20°$. Поскольку $\underline{Z}_1$ является преимущественно индуктивным, $\underline{Z}_0$ также должно быть преимущественно индуктивным, нейтраль при этом заземлена через малое реактивное сопротивление или же имеет глухое заземление. Ток неисправности в одной фазе достигает в области эффективного заземления нейтрали ($U_C/E_\lambda \leqslant 1{,}3$ или $U_B/E_\lambda \leqslant 1{,}3$) приблизительно 100% тока трехфазного короткого замыкания. Однако в отдельных сетях существуют и такие станции, в которых вследствие концентрации нескольких трансформаторов с заземленной нейтралью ток неисправности в одной фазе даже превышает ток трехфазного короткого замыкания.

Если нейтраль соединена с землей через большое реактивное сопротивление, находящееся в резонансе с параллельно включенной емкостью сети относительно земли, то вследствие этого полное сопротивление нулевой последовательности оказывается очень большим и является почти исключительно активным. Оно образует с полным сопротивлением прямой последовательности угол около 80°. Эта область лежит вне вычерченной диаграммы, однако из диаграммы можно приближенно определить, что напряжение между проводом и землей равно примерно $\sqrt{3}$-кратному питающему напряжению нейтрали.

В случае свободной нейтрали полное сопротивление нулевой последовательности сети определяется в основном емкостью. Оно, как правило, очень велико и образует с полным сопротивлением прямой последовательности угол около 170°. Из диаграммы вытекает, что напряжение между проводом и землей превышает $\sqrt{3}$-кратное фазное напряжение. Если в сети большой протяженности (с соответственно большой емкостью) при малой мощности короткого замыкания (большое полное сопротивление прямой последовательности) полное сопротивление нулевой последовательности относительно мало, то повышения напряжения промышленной частоты могут приводить в случае замыкания на землю к серьезным повреждениям изоляции или же, например, грозовых разрядников.

Заземление нейтрали через активное сопротивление с точки зрения фазового угла отношения $\underline{Z}_0/\underline{Z}_1$ приблизительно соответствует непосредственному соединению нейтрали с землей, однако величина $|\underline{Z}_0/\underline{Z}_1|$ здесь значительно меньше. В этом случае, как правило, следует принимать в расчет $\sqrt{3}$-кратное фазное напряжение относительно земли. Токи неисправности могут путем выбора активного сопротивления устанавливаться так, что они не будут вызывать больших нагрузок на установки и аппаратуру.

3. Переходные напряжения при неисправностях с соприкосновением с землей

В электрических сетях неизбежны неисправности изоляции, поэтому в сетях с любыми номинальными напряжениями возможны замыкания на землю. В связи с этим перенапряжения замыканий на землю образуют известный минимальный уровень возникающих в сетях внутренних перенапряжений. С помощью разрядников для защиты от перенапряжений они могут ограничиваться только в особых случаях, а именно при очень больших перенапряжениях. Поэтому необходимо знать перенапряжения при замыканиях на землю в зависимости от вида заземления нейтрали. Для приближенного расчета перенапряжений служит показанная на рис. 5 простая эквивалентная схема в $\alpha\beta0$-составляющих (см. главу 2).

Замыкание на землю проводника *A* оказывает влияние только на α-систему и на нулевую систему, а β-система остается незатронутой. Однако β-напряжение требуется для расчета напряжений между проводом и землей на зажимах *B* и *C*, оно должно быть известно в месте неисправности или же в месте, в котором должны измеряться перенапряжения.

Система α и нулевая система, так же как и β-система, промоделированы в виде простых одночастотных контуров. На

практике имеют место многочастотные цепи, вследствие чего, как правило, уменьшается амплитуда перенапряжений замыкания на землю.

До образования замыкания на землю (или короткого замыкания на землю) зажимы α-, β- и 0-систем имеют следующие напряжения:

$$\left.\begin{aligned}
&\underline{U}_\alpha = \underline{E}_\alpha = \underline{E}_\lambda \frac{\dfrac{1}{j\omega^3/_2 C_\alpha}}{\dfrac{1}{j\omega^3/_2 C_\alpha} + j\omega^2/_3 L_\alpha} = \underline{E}_\lambda \frac{1}{1-\omega^2 L_\alpha C_\alpha} = \\
&= \underline{E}_\lambda \frac{1}{1-\omega^2/\omega_\alpha^2}; \\
&\underline{U}_\beta = -j\underline{E}_\alpha = -j\underline{E}_\lambda \frac{1}{1-\omega^2/\omega_\alpha^2}; \\
&\underline{U}_0 = 0,
\end{aligned}\right\} \quad (23)$$

где

$$L_\alpha = L_\beta; \qquad C_\alpha = C_\beta; \qquad \omega_\alpha = \omega_\beta. \quad (24)$$

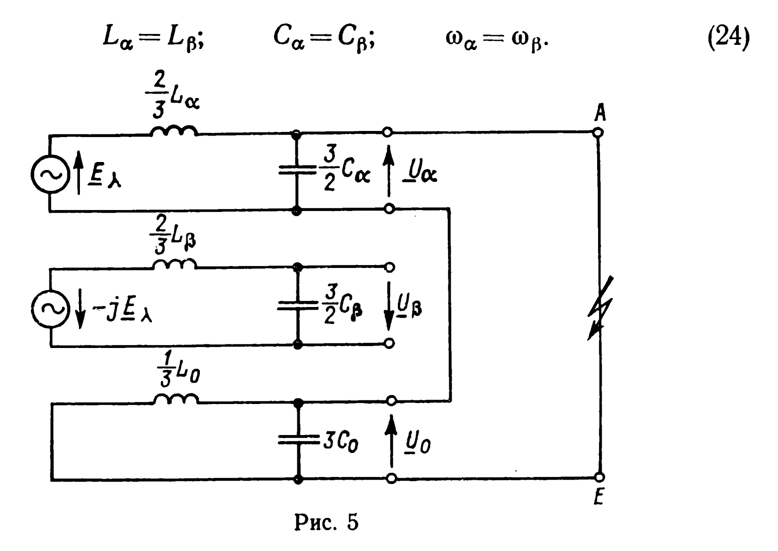


Рис. 5

В α- и β-системах предполагаются одинаковыми полные сопротивления, а вместе с тем и резонансные частоты ($Z_\alpha = Z_\beta = Z_1 = Z_2$). Это безусловно верно как для симметричных цепей, так и для электрических машин, у которых при высокочастотных переходных процессах полные сопротивления прямой и обратной последовательности равны между собой. Нулевая система до появления неисправности напряжения не имеет, нейтраль имеет потенциал земли.

По уравнениям (23) можно с помощью основного уравнения αβ0-составляющих рассчитать напряжения на зажимах проводников A, B и C в исправном состоянии:

$$\underline{U}_A = \underline{U}_0 + \underline{U}_\alpha = \underline{E}_\lambda \frac{1}{1-\omega^2/\omega_\alpha^2} = \underline{E}_\alpha = \underline{E}_A;$$

$$\underline{U}_B = \underline{U}_0 - \frac{1}{2}\underline{U}_\alpha + \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta = \underline{a}^2\underline{E}_\lambda \frac{1}{1-\omega^2/\omega_\alpha^2} = \underline{a}^2\underline{E}_\alpha = \underline{E}_B; \quad (25)$$

$$\underline{U}_C = \underline{U}_0 - \frac{1}{2}\underline{U}_\alpha - \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta = \underline{a}\underline{E}_\lambda \frac{1}{1-\omega^2/\omega_\alpha^2} = \underline{a}\underline{E}_\alpha = \underline{E}_C.$$

По рис. 5 можно легко рассчитать полные сопротивления в 0- и α-системах, а также их отношение:

$$\left.\begin{aligned}
\underline{Z}_0 &\approx \frac{j\omega L_0 \dfrac{1}{j\omega C_0}}{j\omega L_0 + \dfrac{1}{j\omega C_0}} = \frac{j\omega L_0}{1-\omega^2 L_0 C_0} = \frac{j\omega L_0}{1-\omega^2/\omega_0^2};\\
\underline{Z}_\alpha &\approx \frac{j\omega L_\alpha \dfrac{1}{j\omega C_\alpha}}{j\omega L_\alpha + \dfrac{1}{j\omega C_\alpha}} = \frac{j\omega L_\alpha}{1-\omega^2 L_\alpha C_\alpha} = \frac{j\omega L_\alpha}{1-\omega^2/\omega_\alpha^2};\\
\frac{\underline{Z}_0}{\underline{Z}_\alpha} &= \frac{\underline{Z}_0}{\underline{Z}_1} \approx \frac{L_0}{L_\alpha}\cdot\frac{1-\omega^2/\omega_\alpha^2}{1-\omega^2/\omega_0^2}.
\end{aligned}\right\} \quad (26)$$

Для свободной нейтрали $L_0/L_\alpha \to \infty$ и

$$\frac{\underline{Z}_0}{\underline{Z}_\alpha} \approx \frac{L_0}{L_\alpha}\cdot\frac{1-\omega^2 L_\alpha C_\alpha}{1-\omega^2 L_0 C_0} \to -\frac{1-\omega^2 L_\alpha C_\alpha}{\omega^2 L_\alpha C_0} =$$

$$= \frac{C_\alpha}{C_0}\left(1-\frac{\omega_\alpha^2}{\omega_0^2}\right). \quad (27)$$

Потери здесь ввиду их второстепенного значения не учитывались.

Отношение $\underline{Z}_0/\underline{Z}_\alpha$ или L_0/L_α, а также резонансные частоты цепи при расчете повышений напряжения промышленной частоты и переходных напряжений при замыкании на землю и коротком замыкании на землю играют значительную роль. При

замыкании на землю с помощью этих величин рассчитываются напряжения в α-системе и нулевой системе:

$$\left.\begin{aligned} \underline{U}_\alpha = -\underline{U}_0 = \underline{E}_\alpha \frac{1}{1+2\dfrac{\underline{Z}_\alpha}{\underline{Z}_0}} \approx \underline{E}_\alpha \frac{1}{1+2\dfrac{L_\alpha}{L_0}\cdot\dfrac{1-\omega^2/\omega_0^2}{1-\omega^2/\omega_\alpha^2}}; \\ \underline{U}_\beta = -j\underline{E}_\alpha. \end{aligned}\right\} \quad (28)$$

Напряжение в β-системе остается, как уже упоминалось, неизменным.

Затем по соответствующему уравнению (25) определяется напряжение фазы C относительно земли при рабочей частоте. В этом случае U_C выбрано потому, что при обычном фазовом угле между $\underline{Z}_0$ и $\underline{Z}_\alpha$, в особенности в сетях с индуктивным заземлением, напряжение провода C относительно земли несколько больше напряжения провода B относительно земли. Имеем

$$\underline{U}_C = \underline{U}_0 - \frac{1}{2}\underline{U}_\alpha - \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta = \frac{3}{2}\underline{U}_0 - \frac{\sqrt{3}}{2}\underline{U}_\beta = -\frac{3}{2}\underline{E}_\alpha \times$$

$$\times \frac{1}{1+2\underline{Z}_\alpha/\underline{Z}_0} + j\frac{\sqrt{3}}{2}\underline{E}_\alpha = -\frac{3}{2}\underline{E}_\alpha \frac{1}{1+2\underline{Z}_\alpha/\underline{Z}_0} + \underline{a}\underline{E}_\alpha + \frac{1}{2}\underline{E}_\alpha =$$

$$= \underline{a}\underline{E}_\alpha\left[1+\underline{a}^2\left(\frac{1}{2}-\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{1+2\underline{Z}_\alpha/\underline{Z}_0}\right)\right] = \underline{a}\underline{E}_\alpha\left(1-\underline{a}^2\frac{\underline{Z}_0/\underline{Z}_\alpha-1}{\underline{Z}_0/\underline{Z}_\alpha+2}\right). \quad (29)$$

Из уравнения (29) можно, например, установить, что при свободной нейтрали ($\underline{Z}_0 \to \infty$) провод C сохраняет относительно земли линейное напряжение соединения треугольником.

Нижеследующий анализ относится к высокочастотному переходному процессу (скачку напряжения). Схема на рис. 5 не могла бы считаться аналитически безукоризненно определенной, если бы цепь с током неисправности, протекающим через зажимы B и E, не имела абсолютно никакого сопротивления. В таком случае не имеющая напряжения емкость $3C_0$ подключалась бы непосредственно к находящейся под напряжением емкости $^3/_2\, C_\alpha$, что привело бы к неопределенному переходному процессу. На практике цепь с током неисправности всегда имеет небольшую индуктивность, а также сопротивление электрической дуги и перехода в месте заземления. Следовательно, емкости перезаряжаются с протеканием высокочастотного переходного процесса или в соответствии с показательной функ-

цией. Амплитуда этого скачка напряжения может рассчитываться следующим образом.

Перед возникновением неисправности емкость в α-системе имеет заряд Q_α. После процесса перезарядки этот заряд будет распределен между емкостями α-системы и нулевой системы:

$$Q_\alpha = {}^3/_2 C_\alpha e_\alpha = Q = ({}^3/_2 C_\alpha + 3C_0)\, u_\alpha. \quad (30)$$

Отсюда следует уравнение для мгновенных значений напряжений в α-системе и нулевой системе

$$u_\alpha = -u_0 = e_\alpha \frac{{}^3/_2 C_\alpha}{{}^3/_2 C_\alpha + 3C_0} = e_\alpha \frac{1}{1 + 2C_0/C_\alpha}. \quad (31)$$

Для провода C получаются следующие напряжения: непосредственно перед возникновением замыкания на землю

$$e_C = e_0 - \frac{1}{2} e_\alpha - \frac{\sqrt{3}}{2} e_\beta; \quad (32)$$

непосредственно после возникновения замыкания на землю

$$u_C = u_0 - \frac{1}{2} u_\alpha - \frac{\sqrt{3}}{2} u_\beta. \quad (33)$$

Перед возникновением замыкания на землю нулевая система не имеет напряжения ($e_0 = 0$). Напряжение β-системы в результате замыкания на землю не изменяется ($u_\beta = e_\beta$). После возникновения замыкания на землю нулевая система оказывается включенной параллельно α-системе, т. е. оба напряжения равны по абсолютному значению ($u_0 = -u_\alpha$).

Скачок напряжения в проводе C выражается разностью напряжений до и после возникновения короткого замыкания на землю:

$$\Delta u_C'' = u_C - e_C = -\frac{3}{2} u_\alpha + \frac{1}{2} e_\alpha$$

или

$$\Delta u_C'' = e_\alpha \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{1 + 2C_0/C_\alpha} \right), \quad (34)$$

откуда

$$\frac{\Delta u_C''}{e_\alpha} = \frac{C_0/C_\alpha - 1}{2C_0/C_\alpha + 1}.$$

Здесь e_α — мгновенное значение напряжения на зажимах провода перед возникновением короткого замыкания. Если оно в момент короткого замыкания имеет максимальное значение,

т. е. если замыкание на землю произошло при амплитудном значении напряжения провода A, то и скачок напряжения и амплитуда высокочастотного переходного процесса будут наибольшими.

Скачок напряжения или высокочастотный переходный процесс не возникают, если

$$\frac{C_0}{C_\alpha}=\frac{C_0 L_0}{C_\alpha L_\alpha}\cdot\frac{L_\alpha}{L_0}=\frac{\omega_\alpha^2}{\omega_0^2}\cdot\frac{L_\alpha}{L_0}=1. \qquad (35)$$

Это относится, например, к высоковольтным сетям с одножильными кабелями, где емкости в α-системе и в нулевой системе практически равны между собой. В воздушных линиях $C_0<C_\alpha$ и, следовательно, скачок напряжения является отрицательным по отношению к e_α. Однако ввиду того, что во время неисправности величина e_α положительна, напряжение u_C будет отрицательным, т. е. скачок напряжения сперва повышает напряжение в проводе C.

В результате замыкания на землю нулевая система включается параллельно α-системе. Происходит описанный высокочастотный переходный процесс, который за несколько полупериодов в значительной мере затухает. При последующем низкочастотном переходном процессе емкости или индуктивности в нулевой системе и в α-системе соединены параллельно. Переходный процесс в этом случае является одночастотным. Амплитуда переходного процесса рассчитывается для провода C в виде разности мгновенных значений напряжений непосредственно до возникновения неисправности и после ее возникновения. Эта разность напряжений, как уже упоминалось, зависит от момента образования замыкания на землю. Из этой разности напряжений надо вычесть рассчитанный выше высокочастотный скачок напряжения. Полученный остаток выражает переходный процесс с результирующей частотой цепи.

4. Расчет перенапряжения замыкания на землю в эффективно заземленной сети напряжением 110 кВ малой протяженности с малой мощностью короткого замыкания

Пусть сеть напряжением 110 кВ имеет следующие характеристики: номинальное напряжение сети $U_N=110$ кВ; начальную мощность короткого замыкания $S''_k=1200$ МВ·А; зарядную мощность $P_b=11$ МВ·А; отношение реактивного сопротивления нулевой последовательности к реактивному сопротивлению прямой последовательности $X_0/X_\alpha=4$; отношение рабочей емкости к емкости земли $C_\alpha/C_0=2$; индуктивность контура неисправности $L_F=80$ мкГн; сопротивление контура неисправности $R_F=1$ Ом.

В примере рассматривается сеть с относительно малой мощностью короткого замыкания, т. е. с высоким реактивным сопротивлением короткого

замыкания. Зарядная мощность 11 МВ·А соответствует зарядной мощности воздушной линии электропередачи длиной около 300 км или кабеля длиной 15 км. Принято, что сеть имеет довольно малые пространственные размеры, так что емкость можно приближенно рассматривать как сосредоточенно присоединенную к сборной шине. При большей пространственной протяженности образуется многочастотная цепь, исследование которой целесообразно проводить с помощью ЭЦВМ или колебательной модели.

Отношение $X_0/X_\alpha=4$ соответствует глухому заземлению нейтрали, т. е. при однополюсном коротком замыкании на землю напряжение между исправными проводами и землей не превышает 1,4-кратного амплитудного значения фазного напряжения. Отношение $C_\alpha/C_0=2$ справедливо для сетей, в которых зарядная мощность создается преимущественно воздушными линиями. Индуктивность $L_F=80$ мкГн указывает на то, что короткое замыкание на землю произошло на расстоянии 50—100 м от сборной шины. Для сопротивления электрической дуги и переходного сопротивления относительно земли было принято $R_F=1$ Ом.

По номинальному напряжению и начальной мощности короткого замыкания рассчитывается реактивное сопротивление короткого замыкания и с его учетом — индуктивность короткого замыкания:

$$X_\alpha=\frac{U_N^2}{S_k''}=\frac{110^2}{1200}=10,1 \text{ Ом};$$

$$L_\alpha=\frac{X_\alpha}{\omega}=\frac{10,1}{2\pi\cdot 50}=32,1 \text{ мГн}.$$

Отсюда определяются реактивное сопротивление и индуктивность нулевой последовательности:

$$X_0=4X_\alpha=4\cdot 10,1=40,4 \text{ Ом};$$

$$L_0=4L_\alpha=4\cdot 32,1=128,4 \text{ мГн}.$$

По зарядной мощности и упомянутому выше отношению рабочей емкости к емкости земли (нулевой последовательности) устанавливаются следующие емкости:

$$C_\alpha=\frac{Q_L}{U_N^2\omega}=\frac{11}{110^2\cdot 2\pi\cdot 50}=2,9 \text{ мкФ};$$

$$C_0={}^1/_2C_\alpha=1/2\cdot 2,9=1,45 \text{ мкФ}.$$

Интерес представляют также частоты α-системы и нулевой системы:

$$f_\alpha=\frac{1}{2\pi\sqrt{L_\alpha C_\alpha}}=\frac{1}{2\pi\sqrt{32,1\cdot 2,9}}=522 \text{ Гц};$$

$$f_0=\frac{1}{2\pi\sqrt{L_0C_0}}=\frac{1}{2\pi\sqrt{128,4\cdot 1,45}}=369 \text{ Гц}.$$

Частота α-системы превышает обычно возникающие в сети 5-ю и 7-ю гармонические, так что в нормальном режиме эксплуатации в такой сети должно иметь место синусоидальное напряжение. Частота нулевой системы близка к 7-й гармонической, так что в случае неисправности кратковременно возможно искаженное напряжение.

Повышением напряжения с рабочей частотой по уравнению (25) можно пренебречь, так как оно составляет

$$\frac{\underline{E}_A}{\underline{E}_\lambda}=\frac{1}{1-(f/f_\alpha)^2}=\frac{1}{1-(50/522)^2}=1,01.$$

В соответствии с этим отношение полного сопротивления нулевой последовательности к полному сопротивлению прямой последовательности лишь незначительно зависит от емкостей и вместе с тем от резонансных частот систем. По уравнению (26) получается

$$\frac{\underline{Z}_0}{\underline{Z}_\alpha}=\frac{L_0}{L_\alpha}\cdot\frac{1-(f/f_\alpha)^2}{1-(f/f_0)^2}=4\cdot\frac{1-(50/522)^2}{1-(50/369)^2}=4,04.$$

При однополюсном коротком замыкании на землю напряжение между проводом C и землей согласно уравнениям (1) и (18) опережает напряжение в нормальном режиме:

$$\frac{\underline{U}_C}{\underline{E}_C}=1-\underline{a}^2\,\frac{\underline{Z}_0/\underline{Z}_\alpha-1}{\underline{Z}_0/\underline{Z}_\alpha+2}=1,25+j0,436=1,325e^{j19,2^\circ}.$$

Таким образом, здесь по сравнению с нормальным режимом наблюдается опережение на 19,2°. При коротком замыкании в компенсированной сети (с нейтралью, заземленной через дугогасительные катушки) или в сети со свободной нейтралью оно составляет 30°. Напряжение между проводом C и землей при рабочей частоте на 32,5% выше, чем в нормальном режиме. Поскольку это повышение напряжения происходит лишь кратковременно и неисправность должна немедленно отключаться, возникающее при этом воздействие на изоляцию практически не имеет какого-либо значения.

Мы предполагали, что короткое замыкание на землю в проводе A произошло при максимальной амплитуде напряжения. К этому моменту (до возникновения неисправности) напряжение между проводом C и землей составляет

$$e_C=\hat{e}_\alpha\cos 120^\circ=-0,5\,\hat{e}_\alpha.$$

При возникновении неисправности напряжение рабочей частоты сдвигается по фазе на 19,2° и повышается по модулю на 32,5%. При этом напряжение рабочей частоты между проводом C и землей становится

$$u_C=\hat{e}_\alpha\,|\underline{U}_C/\underline{E}_C|\cos(120^\circ+\varphi)=\hat{e}_\alpha\cdot 1,325\cos(120^\circ+19,2^\circ)=1,003\,\hat{e}_\alpha,$$

где φ — сдвиг фазы между $\underline{U}_C$ и $\underline{E}_C$.

Это изменение привело бы к скачку по отношению к напряжениям рабочей частоты, который, однако, из-за наличия индуктивностей, емкостей и сопротивлений сети протекает в виде затухающего колебания. Сумма амплитуд этих колебаний равна скачку напряжения

$$\Delta u_C=u_C-e_C=-0,503\,\hat{e}_\alpha.$$

В соответствии с уравнением (34) отсюда приходится на емкостный скачок напряжения

$$\Delta u_C''=\frac{C_0/C_\alpha-1}{2C_0/C_\alpha+1}\,\hat{e}_\alpha=\frac{1/2-1}{1+1}\,\hat{e}_\alpha=-0,250\,\hat{e}_\alpha$$

и, следовательно, на медленный переходный процесс

$$\Delta u_C'=\Delta u_C-\Delta u_C''=-0,253\,\hat{e}_\alpha.$$

Емкость α-системы разряжается на емкость нулевой системы. Поэтому обе эти емкости при переходном процессе как бы соединены последовательно:

$$C_F = \frac{{}^3/_2 C_\alpha \cdot 3C_0}{{}^3/_2 C_\alpha + 3C_0} = \frac{3}{2} C_0 = 3/2 \cdot 1,45 = 2,170 \text{ мкФ}.$$

Разряд происходит через индуктивность цепи с неисправностью, принятую равной $L_F = 80$ мкГн. Отсюда можно рассчитать частоту высокочастотного переходного процесса

$$f'' = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_F C_F}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{80 \cdot 2,175}} = 12\,080 \text{ Гц}.$$

После затухания высокочастотного переходного процесса емкости перезаряжаются через индуктивность α-системы и нулевой системы до установившегося состояния. Если считать, что источник напряжения для переходного процесса замкнут накоротко, то индуктивность α-системы и нулевой системы, так же как и емкость обеих систем, будут включены соответственно параллельно друг другу. Исходя из этого рассчитываются эффективные при переходном процессе величины, включая резонансную частоту этой цепи:

$$L_N = \frac{{}^2/_3 L_\alpha \cdot {}^1/_3 L_0}{{}^2/_3 L_\alpha + {}^1/_3 L_0} = \frac{4}{9} L_\alpha = \frac{4}{9} \cdot 32,1 = 14,3 \text{ мГн};$$

$$C_N = {}^3/_2 C_\alpha + 3C_0 = 3C_\alpha = 3 \cdot 2,9 = 8,7 \text{ мкФ};$$

$$f' = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_N C_N}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{14,3 \cdot 8,7}} = 459 \text{ Гц}.$$

При сопротивлении неисправности 1 Ом и индуктивности 80 мГн постоянная времени затухания высокочастотного переходного процесса составляет

$$\tau'' = \frac{2L_F}{R_F} = \frac{2 \cdot 80}{1} = 160 \text{ мс}.$$

В области высших гармонических можно считать, что в сетях обычно имеет место добротность реактивного сопротивления $\omega L_N / R_N = 20$. Отсюда определяется постоянная времени низкочастотного переходного процесса

$$\tau' = \frac{2L_N}{R_N} = \frac{\omega' \cdot 2L_N}{R_N} \cdot \frac{2}{\omega'} = \frac{2 \cdot 20}{\omega'} = \frac{2 \cdot 20}{2\pi \cdot 452} = 14,1 \text{ мс}.$$

Все эти величины можно объединить в результирующее напряжение провода C относительно земли в течение первых миллисекунд после короткого замыкания на землю в проводе C:

$$\frac{u_{C\,\text{сум}}}{\hat{e}_\alpha} = u_C \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3} + \varphi\right) - e^{-t/\tau'} \Delta u'_C \cos \omega' t - e^{-t/\tau''} \Delta u''_C \cos \omega'' t =$$

$$= 1,325 \cos\left(2\pi \cdot 50t + \frac{139,2}{360} \cdot 2\pi\right) + e^{-t/14,1} 0,253 \cos\left(2\pi \cdot 452t\right) +$$

$$+ e^{-t/160} 0,250 \cos\left(2\pi \cdot 12\,080t\right).$$

Это напряжение нанесено на рис. 6, *а* в зависимости от времени и сопоставлено с осциллограммой, полученной при опытах на модели (рис. 6, *б*). Здесь отчетливо видно, что напряжение рабочей частоты e_C перед замыка-

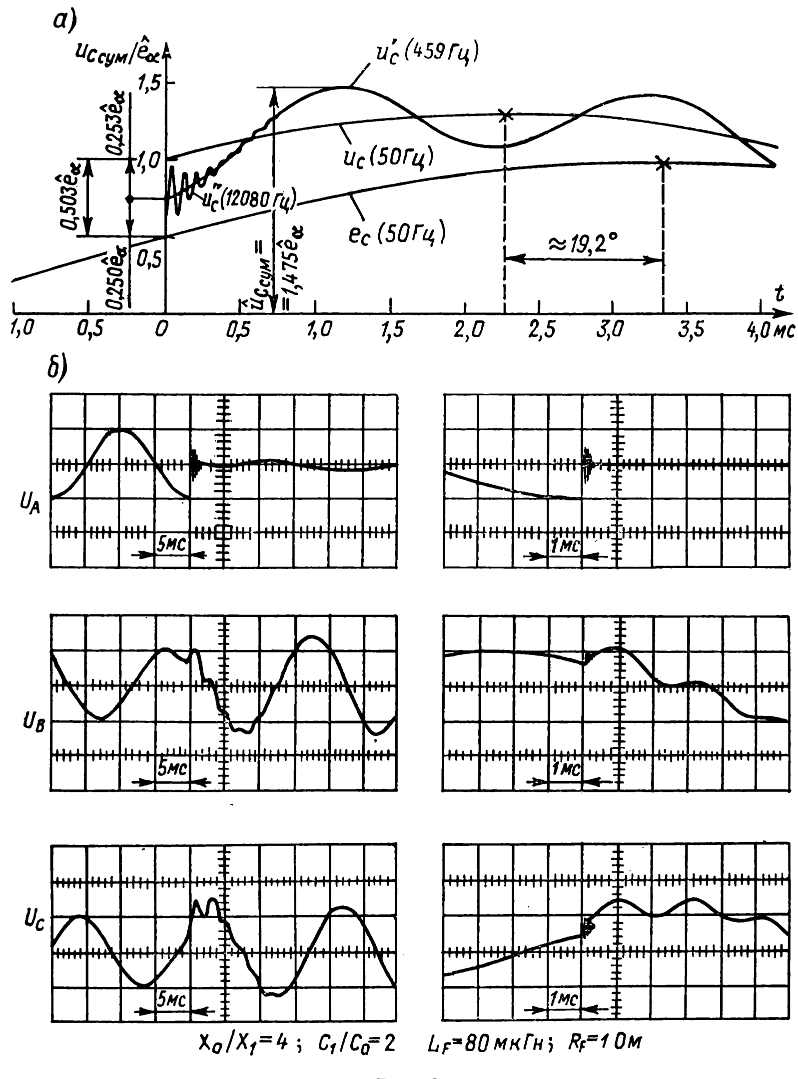


Рис. 6

нием на землю при возникновении неисправности переходит в опережающее ее по фазе на 19,2° и на 32% более высокое по модулю напряжение рабочей частоты u_C. Амплитуды обоих переходных колебаний указаны для скачка напряжения. Высокочастотный переходный процесс u_C'' затухает очень быстро,

он присутствует в сети часто лишь в виде показательной функции, и поэтому обнаружить его на осциллограмме трудно. Низкочастотному переходному процессу для затухания требуется несколько полупериодов, в снятой с сети осциллограмме этот процесс прослеживается в течение 10 мс и более.

Перенапряжение замыкания на землю составляет не более 1,5-кратного амплитудного значения фазного напряжения. Здесь очень сильное демпфирующее действие оказывает высокочастотный переходный процесс. Без него, например, в кабельной сети перенапряжение замыкания на землю равнялось бы, пожалуй, почти 1,75-кратному амплитудному значению фазного напряжения, так как низкочастотный переходный процесс при отсутствии высокочастотного переходного процесса имел бы в качестве амплитуды полный скачок напряжения.

ГЛАВА ДЕВЯТНАДЦАЯ

ДЕЙСТВИЕ ЗАЗЕМЛЯЮЩЕГО ТРОСА ПРИ ЗАМЫКАНИЯХ НА ЗЕМЛЮ

Для того чтобы по возможности снизить напряжения, возникающие при замыкании на землю на опорах воздушных линий электропередачи, необходимо аварийный ток (ток неисправности) распределить через заземлители по большой площади. Это достигается за счет того, что опору окружают широким «венцом» заземлителей либо соединяют опоры воздушной линии заземляющим тросом с целью использования заземляющего действия всех опор. Однако ввиду того, что заземляющий трос имеет известное кажущееся сопротивление, на отдельные опоры будет приходиться тем меньшая доля тока, чем дальше они удалены от опоры, на которой произошла неисправность. Наибольшая часть тока отводится всегда той опорой, в которой имеет место замыкание на землю.

1. Заземляющий трос на опорах *

На рис. 1 приведена схема провода линии электропередачи с заземляющим тросом при однополюсном коротком замыкании на землю. Провод воздушной линии передает ток короткого замыкания на землю от источника питания к месту короткого замыкания, откуда он проходит частично через грунт, частично через опору в грунт и далее возвращается через землю к заземленной нейтрали или же, при незаземленной нейтрали, через распределенные на больших расстояниях емкости исправных проводов относительно земли к источнику питания. Полное сопротивление $z=r+j\omega l$ заземляющего троса, коэффициент вза-

* В данном параграфе комплексные величины подчеркиванием не выделяются. *(Прим. автора.)*

имной индуктивности m между заземляющим тросом и токоведущим проводом, а также сопротивление заземления R каждой опоры обусловливают распределение токов и напряжений заземленной таким образом системы. В нижеследующих расчетах принято, что эти величины действительны для каждого пролета. Для вывода уравнений распределения тока и напряжения рассматривается участок n системы, представленной в виде цепной

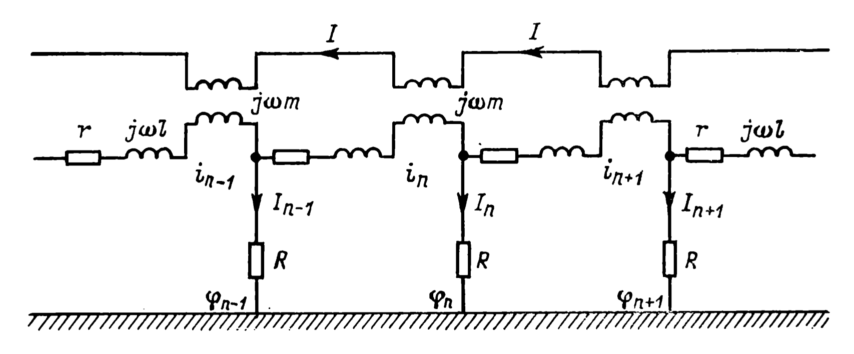


Рис. 1

схемы. В то время как ток провода с неисправностью в любой точке между источником питания и местом неисправности равен I, если не учитывать незначительных емкостных токов к земле, то в заземляющем тросе и в опорах каждого пролета, т. е. в каждом звене заземляющего троса, рассматриваемого в виде цепной схемы, токи будут различны.

Предположим сперва, что замыкание на землю произошло на конце воздушной линии, противоположной источнику питания. Обозначим опору с неисправностью через 0, а соседний с ней пролет, представляющий элемент цепной схемы, через 1. Пусть потенциал опоры с замыканием на землю будет φ_0, а n-й опоры — φ_n. При этом токи в отдельных участках заземляющего троса будут $i_1, i_2, \ldots, i_{n-1}, i_n, i_{n+1}$ и т. д. Соответственно токи, протекающие в опорах к земле, составляют $I_0, I_1, I_2, \ldots, I_{n-1}, I_n, I_{n+1}$ и т. д. Отсюда получаются следующие соотношения. Потенциал n-й опоры

$$\varphi_n = I_n R. \tag{1}$$

Разность между токами заземляющего троса в n-м и $(n+1)$-м пролете будет

$$i_n - i_{n+1} = I_n. \tag{2}$$

В n-м пролете для одного цикла прохождения тока по контуру от $(n-1)$-й опоры, через заземляющий трос, n-ю опору

и обратно через землю к $(n-1)$-й опоре справедливы равенства

$$\begin{aligned}\varphi_{n-1}-\varphi_n&=i_n z-Ij\omega m;\\ \varphi_n-\varphi_{n+1}&=i_{n+1}z-Ij\omega m.\end{aligned}\tag{3}$$

Вычитая нижнее уравнение из верхнего и подставляя уравнения (1) и (2) в уравнение (3), получим

$$\varphi_{n-1}-2\varphi_n+\varphi_{n+1}=\varphi_n\frac{z}{R}.\tag{4}$$

Отнесем потенциал n-й опоры к потенциалу опоры в месте неисправности и примем

$$\varphi_n=\varphi_0 e^{-(\alpha+j\beta)n},\tag{5}$$

где подлежат определению величины α — коэффициент затухания и β — коэффициент фазы. Если уравнение (5) подставить в уравнение (4) и произвести деление на $\varphi_0 e^{-(\alpha+j\beta)n}$, то будет

$$e^{\alpha+j\beta}-2+e^{-(\alpha+j\beta)}=\left(2\,\mathrm{sh}\,\frac{\alpha+j\beta}{2}\right)^2=\frac{z}{R}=\frac{r+j\omega l}{R}.$$

Отсюда следует

$$\mathrm{sh}\,\frac{\alpha+j\beta}{2}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{r+j\omega l}{R}}=\frac{1}{2}\sqrt{a+jb},$$

где $a=r/R$ и $b=\omega l/R$.

При числовом расчете примеров практического применения оказывается, что α и β всегда намного меньше единицы. Для этого условия очень приближенно можно положить $\mathrm{sh}\,\frac{\alpha+j\beta}{2}\approx\approx\frac{\alpha+j\beta}{2}$ и, следовательно,

$$\alpha=\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}+a}{2}}\quad\text{и}\quad\beta=\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}-a}{2}}.$$

Для тока в первом пролете и для тока в опоре с неисправностью из уравнений (3) и (5) при $n=0$ следует

$$\varphi_0\left[1-e^{-(\alpha+j\beta)}\right]=i_1(r+j\omega l)-Ij\omega m,$$

а при $\varphi_0=RI_0$ и $I_0+i_1=I$

$$I_0=I\frac{r+j\omega(l-m)}{r+j\omega l+R\left[1-e^{-(\alpha+j\beta)}\right]}.\tag{6}$$

Если в этом уравнении заменить $e^{-(\alpha+j\beta)}$ на $e^{-\alpha}(\cos\beta - j\sin\beta)$, то

$$I_0 = I\frac{r + j\omega(l - m)}{r + R(1 - e^{-\alpha}\cos\beta) + j(\omega l + Re^{-\alpha}\sin\beta)}; \tag{7}$$

$$i_1 = I\frac{R(1 - e^{-\alpha}\cos\beta) + j(Re^{-\alpha}\sin\beta + \omega m)}{r + R(1 - e^{-\alpha}\cos\beta) + j(\omega l + Re^{-\alpha}\sin\beta)}. \tag{8}$$

При $\varphi_0 = I_0 R$ и $\varphi_0/i_1 = Z_e$ полное сопротивление цепочки заземляющего троса без 0-й опоры составляет

$$Z_e = \frac{r + j\omega(l - m)}{1 - e^{-\alpha}\cos\beta + j(e^{-\alpha}\sin\beta + \omega m/R)}. \tag{9}$$

Если уравнение (5) записать в виде

$$\varphi_n/\varphi_0 = e^{-\alpha n}(\cos\beta - j\sin\beta) \tag{10}$$

и учесть, что выражение в скобках всегда имеет модуль, равный единице, и описывает фазовый угол между φ_n и φ_0, то модуль φ_n по сравнению с φ_0 определяется очевидно только коэффициентом затухания $e^{-\alpha n}$. Из формулы для α вытекает, что α увеличивается вместе с a и b и, следовательно, при заданных сопротивлениях линий r и ωl затухание увеличивается со снижением сопротивления заземления опоры. Влияние неисправности и вместе с тем опасность для живого существа вблизи опоры снижается в зависимости от расстояния до места неисправности в тем большей степени, чем ниже сопротивление заземления отдельных опор.

Проанализируем уравнения (7)—(9) с помощью численного примера.

Пусть высоковольтная воздушная линия имеет сталеалюминиевый заземляющий трос с поперечным сечением алюминия 95 мм^2, стали 15 мм^2 и с наружным диаметром 13,6 мм. Для пролета длиной 200 м активное сопротивление $r = 0{,}064$ Ом, индуктивность заземляющего троса относительно земли $l = 0{,}47 \times \times 10^{-3}$ Гн, коэффициент взаимной индуктивности относительно проводника с коротким замыканием на землю $m = 0{,}132 \cdot 10^{-3}$ Гн. Сопротивление заземления опоры $R = 10$ Ом. При этом

$$a = \frac{0{,}064}{10} = 0{,}0064; \quad b = \frac{314 \cdot 0{,}47 \cdot 10^{-3}}{10} = 0{,}0147.$$

С помощью формул для α и β находим, что $\alpha = 0{,}106$, а $\beta = 0{,}069$. Тогда ток, стекающий с мачты с неисправностью в землю, будет

$$I_0 = I\frac{0{,}064 + j0{,}107}{1{,}064 + j0{,}762} = I(0{,}087 + j0{,}038).$$

Модуль $|I_0| = 0{,}095I$. Ток, протекающий в заземляющем тросе первого пролета,

$$i_1 = I \frac{1 + j0{,}656}{1{,}064 + j0{,}762} = I\,(0{,}910 - j0{,}036).$$

Модуль $|i_1| = 0{,}91I$.

Полное сопротивление цепочки заземляющего троса согласно уравнению (9) составляет

$$Z_e = (0{,}93 + j0{,}46)\ \text{Ом}; \qquad \text{модуль}\ |Z_e| = 1{,}05\ \text{Ом}.$$

Опасность для людей и животных представляет только потенциал опоры с неисправностью относительно земли

$$\varphi_0 = R\,|I_0| = 10 \cdot 0{,}095I = 0{,}95I.$$

Следовательно, при силе тока 1 кА в опоре с неисправностью образуется потенциал 0,95 кВ. Потенциал на 10-й опоре составляет $\varphi_{10} = \varphi_0 e^{-10 \cdot 0{,}106} = 0{,}34\varphi_0$. На 20-й опоре потенциал $\varphi_{20} = 0{,}10\,\varphi_0$. Для снижения потенциала опоры до 1% должно быть $e^{-\alpha n} = 1/100$ и, следовательно, $n = \ln 100/\alpha = 43$. Таким образом, для того чтобы было выполнено условие (5), длина линии должна составлять, по крайней мере, около 8,5 км. Если замыкание на землю находится в пределах одного участка линии, то этот вывод справедлив также для любого из соседних участков.

Если при расчете индуктивностей пренебречь величинами l и m, т. е. принять их равными нулю, то $b = 0$; $\alpha = 0{,}08$; $\beta = 0$, $e^{-\alpha} = 0{,}923$. При этих условиях полное сопротивление цепочки заземляющего троса согласно уравнению (9)

$$Z_e = \frac{r}{1 - e^{-\alpha}} = \frac{0{,}064}{1 - 0{,}923} = 0{,}85\ \text{Ом},$$

что равно только 81% действительного значения, определяемого уравнением (9). Следовательно, этот упрощенный расчет приводит к ошибке, которая в равной мере относится также и к данным о потенциалах опор относительно земли.

2. Протяженные заземлители

При исследовании заземляющих электродов в главе 17 рассматривались только короткие проводники, продольное сопротивление которых пренебрежимо мало в сравнении с сопротивлением грунта растеканию тока. Однако в протяженных заземлителях, какими являются оболочки кабелей, рельсы, трубопроводы или аналогичные проводники, нельзя оставлять без внимания их продольное сопротивление. Учитывая постоянный отвод тока в землю по всей длине заземлителя, в нижеследую-

щем анализе мы будем исходить из бесконечно короткого участка заземлителя длиной l, причем расстояние x отсчитывается от его открытого конца. Следовательно, на его начале у источника питания будет $x=l$.

Пусть отнесенное к длине продольное сопротивление заземлителя равно r, а относительное сопротивление отвода равно g. Ток, протекающий по заземлителю в продольном направлении, равен i_x, его напряжение относительно земли равно U_x. При этом сопротивление элемента длины составляет rdx, а его отвод dgx. В месте входа тока напряжение элемента длины равно U_x, а в месте выхода тока $U_x—dU_x$. При этом

$$U_x = i_x r dx + U_x - dU_x \quad \text{или} \quad i_x r dx = dU_x. \tag{11}$$

Ток, вытекающий из элемента длины в землю, равен di_x, определяется он формулой

$$U_x = \frac{1}{gdx} di_x. \tag{12}$$

После дифференцирования уравнения (12) с учетом уравнений (11) будет

$$\frac{d^2 i_x}{dx^2} - gri_x = 0. \tag{13}$$

Одним из решений этого уравнения является

$$i_x = K_1 e^{\alpha x} + K_2 e^{-\alpha x}.$$

Подставив его в уравнение (13) и произведя двукратное дифференцирование по x, получим

$$\alpha^2 K_1 e^{\alpha x} + \alpha^2 K_2 e^{-\alpha x} - grK_1 e^{\alpha x} - grK_2 e^{-\alpha x} = 0,$$

т. е. $\alpha^2 = gr$ и $\alpha = \sqrt{gr}$.

Постоянные определяются из краевых условий. Для $x=l$, т. е. в месте питания протяженного заземлителя, ток составляет $i_x=I$, а на его конце, т. е. для $x=0$, ток из заземлителя полностью отводится в землю и поэтому здесь $i_x=0$.

Следовательно,

$$I = K_1 e^{\alpha l} + K_2 e^{-\alpha l}; \quad 0 = K_1 + K_2.$$

Отсюда следует

$$K_1 = I \frac{1}{e^{\alpha l} - e^{-\alpha l}}; \qquad K_2 = -I \frac{1}{e^{\alpha l} - e^{-\alpha l}};$$

$$i_x = I \frac{e^{\alpha x} - e^{-\alpha x}}{e^{\alpha l} - e^{-\alpha l}} = I \frac{\operatorname{sh} \alpha x}{\operatorname{sh} \alpha l}. \tag{14}$$

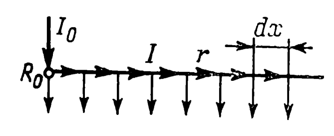
С помощью уравнения (12) определяется напряжение относительно земли

$$U_x=\sqrt{\frac{r}{g}}\cdot I\frac{\operatorname{sh}\alpha x}{\operatorname{sh}\alpha l},\tag{15}$$

где $\alpha/g=\sqrt{r/g}$. Для $x=l$ начальное напряжение U задается уравнением (15). При этом сопротивление заземлителя составляет

$$U_l/i_l,\ \text{т. е.}\ R_0=\sqrt{r/g}\operatorname{cth}\alpha l.\tag{16}$$

Скорость убывания тока заземлителя определяется из уравнения (14) путем его дифференцирования по x:



$$s=\frac{di_x}{dx}=\alpha I\frac{\operatorname{ch}\alpha x}{\operatorname{sh}\alpha l}.$$

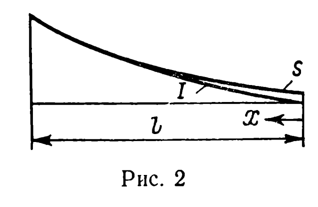


Рис. 2

Убывание тока вдоль электрода показано на рис 2.

Величина cth αl не может быть меньше единицы. Поэтому какой бы длины заземлители ни прокладывались в грунте или как бы длинны ни были трубопроводы либо кабельные оболочки, используемые для заземления, сопротивление заземления все же не может стать меньше $R=\sqrt{r/g}$. Эта предельная величина практически достигается для $\alpha l=$ $=2\div2{,}5$.

В качестве примера рассмотрим свинцовую оболочку кабеля диаметром $d=4$ см и длиной $l=1$ км. Отнесенное к длине сопротивление свинцовой оболочки составляет приблизительно $r=1{,}5$ Ом/км, а общий отвод gl представляет собой величину, обратную сопротивлению оболочки кабеля, рассматриваемой как полосовой заземлитель. С учетом ее длины глубина прокладки значения не имеет, так что она действует как полосовой заземлитель, проложенный у поверхности земли. Таким образом, при удельном сопротивлении $\rho=100$ Ом·м

$$g=\frac{1}{\frac{\rho}{\pi l}\ln\frac{2l}{d}}=\frac{1}{\frac{100}{\pi\cdot1000}\ln\frac{2000}{0{,}04}}\approx2{,}9\ \text{См/км};$$

при

$$\alpha l=\sqrt{gr}\,l=\sqrt{2{,}9\cdot1{,}5}\cdot1=2{,}12$$

будет $\operatorname{cth}\alpha l\approx1$ и сопротивление заземления

$$R_0\approx\sqrt{r/g}=0{,}70\ \text{Ом}.$$

Без учета продольного сопротивления сопротивление заземления составляло бы $1/(gl)=0{,}33$ Ом, т. е. оно было бы равно приблизительно половине фактического.

Напряжение на открытом конце заземлителя, т. е. при $x=0$, составляет по уравнению (15) в сравнении с напряжением U_l в месте подачи питания

$$U_0 = U_l \frac{\operatorname{ch} 0}{\operatorname{sh} \alpha l} = \frac{1}{4{,}2} U_l = 0{,}24 U_l.$$

Если бы кабель имел длину 2 км, то при $\alpha l = 4{,}24$

$$U_0 = U_l \frac{1}{34{,}7} = 0{,}03 U_l.$$

3. Металлические проводники в земле

Проложенные в земле проводники с хорошей электропроводностью и достаточно большим поперечным сечением, не связанные с какой-либо электрической установкой, но лежащие в электрическом поле, могут переносить электрические токи на значительные расстояния.

Для длинных трубопроводов (рис. 3) существует простое соотношение между плотностью тока δ_1 параллельного потока в грунте, плотностью тока δ_2 в трубе в направлении линий тока и напряженностью электрического поля **E**, которая в грунте и трубе одинакова. Это соотношение имеет вид

$$\frac{\delta_2}{\delta_1} = \frac{|\delta_2|}{|\delta_1|} = \frac{|\mathbf{E}|/\rho_2}{|\mathbf{E}|/\rho_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2}. \qquad (17)$$

Следовательно, плотности токов обратно пропорциональны удельным сопротивлениям.

Для проводника из стали во влажном грунте с $\rho_1 = 100$ Ом можно ожидать

$$\frac{\delta_{\text{стали}}}{\delta_{\text{грунта}}} = \frac{10^2}{10^{-7}} = 10^9.$$

В сухом грунте это отношение плотностей тока еще больше. Проводник с поперечным сечением 10 см^2 может воспринимать токи, протекающие в поперечном сечении грунта $10^9 \cdot 10$ см^2 = = 1 км^2.

В случае короткого трубопровода, находящегося в электрическом поле токов в земле (рис. 4), линии тока входят в него на одном конце и выходят на другом конце. Напряжение на длине трубы $2l$ в невозмущенном поле токов в земле составляет

$$U = 2lE = 2l\rho\delta. \qquad (18)$$

Если ток входит в трубопровод в его начале и выходит из него в его конце, причем каждую половину трубы длиной l здесь можно рассматривать как трубчатый заземлитель, верхний конец которого лежит на подразумевающейся поверхности земли, то общее напряжение

$$U = 2RI = 2I \frac{\rho}{2\pi l} \ln \frac{4l}{d}. \tag{19}$$

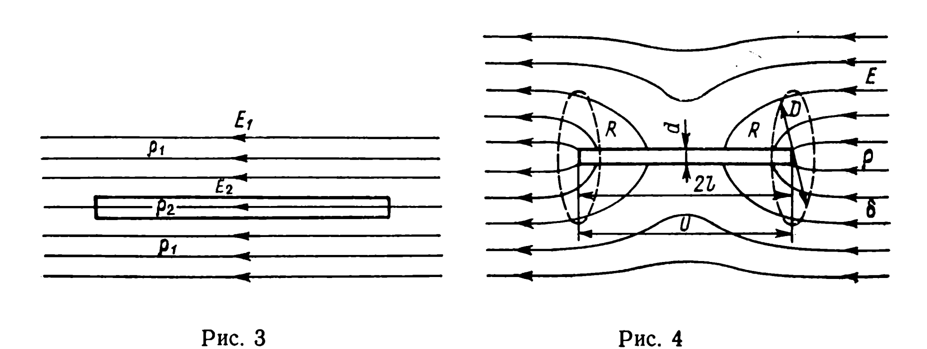


Рис. 3 Рис. 4

Уравнения (18) и (19) дают ток в трубе

$$I = \frac{2\pi l^2}{\ln(4l/d)} \delta, \tag{20}$$

где δ — плотность тока невозмущенного электрического поля в земле.

Пример. Трубопровод длиной $l = 100$ м и диаметром $d = 20$ см собирает из «воронки» потенциалов вокруг заземлителя с плотностью тока $\delta = 10^{-4}$ А/м^2 наибольший ток

$$I = \frac{2\pi \cdot 100^2}{\ln(4 \cdot 100 : 0{,}2)} \cdot 10^{-4} = 0{,}83 \text{ А}.$$

Рис. 4 показывает, что в таком трубопроводе может собираться ток с участка грунта диаметром D, рассчитываемый по формуле

$$I = \frac{\pi D^2}{4} \delta = \frac{2\pi l^2}{\ln(4l/d)} \delta.$$

Отсюда

$$D = 2l \sqrt{\frac{2}{\ln(4l/d)}}. \tag{21}$$

В среднем $\ln(4l/d) \approx 8$.

Металлические трубы могут в электрических полях постоянного тока подвергаться электролитическому разрушению, если плотность тока достигает приблизительно 0,1 А/м². Средняя плотность тока на входе и выходе в нашем примере составляет на поверхности трубы

$$\delta' = \frac{I}{\pi d l} = \frac{2l/d}{\ln(4l/d)}\,\delta. \qquad (22)$$

Средняя плотность тока велика в сравнении с плотностью тока в невозмущенной «воронке» потенциалов вокруг заземлителей. При длине линии 100 м она составляет

$$\delta' = \frac{2 \cdot 100 : 0{,}2}{7{,}6}\,\delta = 132\delta = 132 \cdot 10^{-4}\ \text{А/м}^2.$$

и лежит, следовательно, намного ниже границы электролитической коррозии.

ГЛАВА ДВАДЦАТАЯ

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ВЛИЯНИЕ СОСЕДНИХ ЛИНИЙ

Сильноточные линии создают вокруг себя электромагнитные поля, которые могут оказывать влияние на расположение вблизи линии связи. Как в нормальных режимах работы, так и при коротких замыканиях и коммутационных процессах линии электропередачи могут наводить на линиях связи, даже при значительных расстояниях между ними, напряжения, вызывающие помехи в чувствительной аппаратуре связи. Рассмотрим сперва дистанционные воздействия, создаваемые стационарными или квазистационарными электрическими полями высоковольтных линий.

1. Однопроводные линии

Простейший случай имеет место, когда линия дальней связи проходит вблизи линии однофазного переменного тока, например, контактной линии электрифицированной железной дороги, работающей на переменном токе, ток которой проводится в обратном направлении через землю или по рельсам. Пусть однофазная линия проходит на высоте h, а линия связи на высоте

k над землей (рис. 1). Высоковольтная линия с напряжением U относительно земли создает в воздушном пространстве электрическое поле, силовые линии которого, показанные тонкими штриховыми линиями, оказывают воздействие также и на линию связи.

Напряжение, появляющееся в линии связи, с учетом влияния близкой поверхности земли, определяется потенциалом, создаваемым высоковольтной линией и ее зеркальным отображением на линии связи. Это напряжение составляет

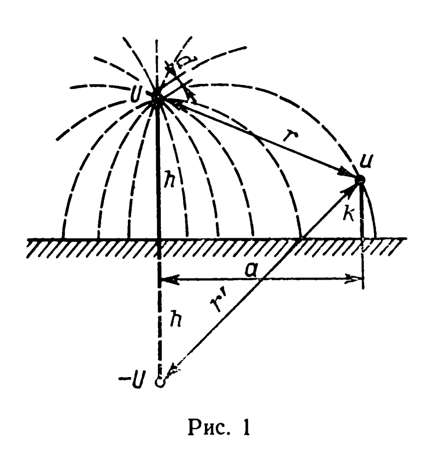


Рис. 1

$$u = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{r'}{r}, \qquad (1)$$

где Q — заряд высоковольтной линии; $\varepsilon_0 = 0{,}8854 \cdot 10^{-11}$ Ф/м — электрическая постоянная, а r и r' — расстояния линии связи от высоковольтной линии и, соответственно, ее зеркального отображения. Для поверхности земли $r = r'$ и, следовательно, по уравнению (1) $u = 0$. Таким образом, уравнение (1) непосредственно выражает напряжение линии связи относительно земли. Напряжение высоковольтной линии относительно земли по аналогии составляет

$$U = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{2h}{d/2}. \qquad (2)$$

Из уравнений (1) и (2) непосредственно следует

$$\frac{u}{U} = \frac{\ln (r'/r)}{\ln (4h/d)}. \qquad (3)$$

Если линия связи подвешена на одних и тех же опорах, что и высоковольтная линия, причем $h = 10$ м, а $k = 5$ м, т. е. $r = 5$ м и $r' = 15$ м, то при диаметре провода высокого напряжения $d = 8$ мм имеем

$$\frac{u}{U} = \frac{\ln \frac{15}{5}}{\ln \frac{4 \cdot 10}{0{,}008}} = \frac{1{,}1}{8{,}5} = 0{,}13.$$

т. е. по линии связи передается значительное напряжение.

Расстояния r и r' можно выразить через расстояние a и высоты подвеса линий h и k. Как видно из рис. 1,

$$\begin{aligned} r^2 &= a^2+(h-k)^2 = a^2+h^2+k^2-2hk; \\ r'^2 &= a^2+(h+k)^2 = a^2+h^2+k^2+2hk, \end{aligned} \tag{4}$$

откуда

$$r'^2 = r^2+4hk. \tag{5}$$

Поэтому для расстояний, которые в известной мере превышают высоту линий, с достаточным приближением получается

$$\ln\frac{r'}{r} = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{r'}{r}\right)^2 = \frac{1}{2}\ln\left(1+4\cdot\frac{hk}{r^2}\right) \approx \frac{2hk}{r^2}. \tag{6}$$

С учетом уравнения (3) при этом будет

$$u = \frac{2U}{\ln(4h/d)}\cdot\frac{hk}{a^2+h^2+k^2-2hk} \approx \frac{2U}{\ln(4h/d)}\cdot\frac{hk}{a^2}. \tag{7}$$

Таким образом, напряжение, электростатически наводимое высоковольтной линией на линии связи, пропорционально произведению высот подвеса обеих линий и обратно пропорционально квадрату расстояния между этими двумя линиями.

Если обе линии имеют такие же высоты подвеса, как в предыдущем примере, но расстояние между ними $a=30$ м, то наводимое напряжение снижается до относительного уровня

$$\frac{u}{U} = \frac{2}{8{,}5}\cdot\frac{10\cdot 5}{30^2+10^2+5^2-2\cdot 10\cdot 5} = 0{,}0127. \tag{8}$$

При напряжении контактной линии $U=15$ кВ электростатически наведенное напряжение на линии связи при этих условиях составит $u=190$ В. При расстоянии 50 м это напряжение снижается до 47 В. Поэтому целесообразно устанавливать линии связи на достаточно большом расстоянии от контактных линий.

2. Двухпроводные и трехпроводные линии

Потенциал двухпроводной линии можно вывести из потенциала двух однопроводных линий и их зеркальных отображений. На рис. 2 расстояние левого провода высокого напряжения и его зеркального отображения от линии связи составляет ρ_1 и ρ_1', а расстояние правого провода высокого напряжения и его зеркального отображения от линии связи — соответственно ρ_2 и ρ_2'. Расстояние между проводами двухпроводной линии s, а углы между соответствующими линиями на рис. 2

равны соответственно φ и φ'. Если расстояние середины соединительной линии s и ее зеркального отображения от линии связи обозначить r и соответственно r', то

$$\rho_1 \approx r + \frac{s}{2}\cos\varphi; \qquad \rho_2 \approx r - \frac{s}{2}\cos\varphi;$$
$$\rho_1' \approx r' + \frac{s}{2}\cos\varphi'; \qquad \rho_2' \approx r' - \frac{s}{2}\cos\varphi'. \tag{9}$$

При этом левый провод высокого напряжения с его зеркальным отображением наводит своим зарядом Q напряжение

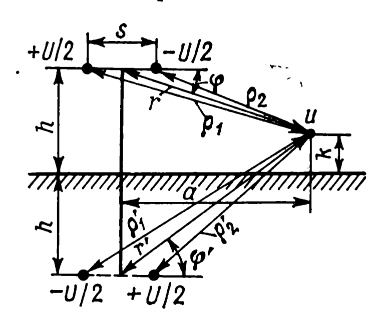


Рис. 2

$$u_1 = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\frac{r + \frac{s}{2}\cos\varphi}{r' + \frac{s}{2}\cos\varphi'} \tag{10}$$

на линии связи, а правый провод высокого напряжения с зарядом $-Q$ наводит напряжение

$$u_2 = -\frac{Q}{2\pi\varepsilon_0}\ln\frac{r - \frac{s}{2}\cos\varphi}{r' - \frac{s}{2}\cos\varphi'}. \tag{11}$$

Общее напряжение, электростатически наведенное на линии связи, при этом будет

$$u = u_1 + u_2 = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_0}\left(\ln\frac{r + \frac{s}{2}\cos\varphi}{r' + \frac{s}{2}\cos\varphi'} - \ln\frac{r - \frac{s}{2}\cos\varphi}{r' - \frac{s}{2}\cos\varphi'}\right). \tag{12}$$

Выражение в скобках равнозначно выражению

$$\ln\frac{\left(r + \frac{s}{2}\cos\varphi\right)\left(r' - \frac{s}{2}\cos\varphi'\right)}{\left(r - \frac{s}{2}\cos\varphi\right)\left(r' + \frac{s}{2}\cos\varphi'\right)} = \ln\frac{1 + \frac{s}{2r}\cos\varphi}{1 - \frac{s}{2r}\cos\varphi} -$$
$$- \ln\frac{1 + \frac{s}{2r'}\cos\varphi'}{1 - \frac{s}{2r'}\cos\varphi'} \approx 2\left(\frac{s}{2r}\cos\varphi - \frac{s}{2r'}\cos\varphi'\right). \tag{13}$$

Если напряжение проводов высокого напряжения и их зеркального отображения относительно земли соответственно составляет $+U/2$ и $-U/2$, то согласно уравнению (2) будет $u = \frac{Q}{\pi\varepsilon_0}\ln\frac{2s}{d}$, а из (12) и (13)

$$u = \frac{Us}{2\ln(2s/d)}\left(\frac{\cos\varphi}{r} - \frac{\cos\varphi'}{r'}\right). \qquad (14)$$

Это наведенное напряжение можно рассчитать для любого положения проводов в поперечном сечении системы. Если, например, $h_1 = h_2 = 10$ м; $s = 2$ м; $k = 5$ м; $a = 30$ м; $d = 0{,}008$ м, то

$$r = \sqrt{a^2 + (h-k)^2} = 30{,}4 \text{ м}; \qquad r' = \sqrt{a^2 + (h+k)^2} = 33{,}6 \text{ м};$$

$$\cos\varphi = a/r = 0{,}986; \qquad \cos\varphi' = a/r' = 0{,}893; \qquad 2s/d = 500$$

и, следовательно,

$$\frac{u}{U} = \frac{2}{2 \cdot 6{,}2}\left(\frac{0{,}986}{30{,}4} - \frac{0{,}893}{33{,}6}\right) = 0{,}00094.$$

При $U = 15$ кВ наведенное напряжение на линии связи составляет только $u = 14$ В, т. е. оно очень незначительно по сравнению с напряжением, наведенным при равных условиях однопроводной линией, расчет которой в § 1 дал $u = 190$ В.

Уравнение (14) показывает, что влияние на линию связи зависит не только от расстояния, но и от взаимного углового положения проводов. Первый член в скобках уравнения (14) учитывает влияние самой высоковольтной линии, а второй член — влияние ее зеркального отображения.

Линии трехфазного тока можно рассматривать как состоящие из трех двухпроводных линий. Путем суммирования отдельных наведенных напряжений по уравнению (14) можно получить общее напряжение, наведенное на линию связи.

При расположении проводов трехфазного тока по вершинам равностороннего треугольника получаются особенно простые условия.

3. Замыкание трехфазных линий на землю

Значительно более сильные воздействия, чем при нормальном режиме работы системы трехфазного тока, возникают, когда один из проводов замыкается на землю. Его напряжение падает до нуля, а напряжение двух других проводов возрастает до линейного. Так как напряжение трех проводов относительно друг друга остается неизменно линейным, режим замыкания на землю можно представить себе так, как будто на систему

в целом налагается однофазное напряжение, равное отрицательному напряжению соответствующего провода перед замыканием на землю. При замыкании на землю, как и прежде, сохраняется влияние нормального трехфазного напряжения, но к нему еще добавляется действие наложенного напряжения, которое во всех трех проводах имеет значение $-U/\sqrt{3}$. Силовые линии этого поля показаны на рис. 3 тонкими штриховыми линиями. Влияние земли можно, как и прежде, представить посредством зеркального отображения провода с противоположно направленным напряжением.

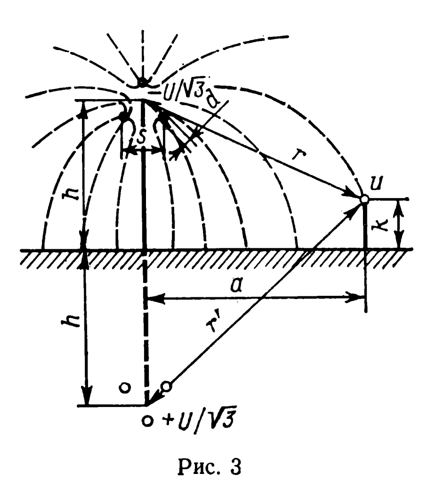


Рис. 3

Силовые линии поля теперь уже больше не концентрируются вокруг одного заряженного провода, как на рис. 1, а исходят из трех включенных параллельно проводов с расстоянием между ними s и диаметром d; каждый из проводов несет $^1/_3$ полного заряда Q. Чтобы определить этот заряд, необходимо учесть, что потенциал каждого из трех проводов создается как его собственным зарядом, так и суммой зарядов двух других проводов, расположенных на расстоянии s. Если к тому же для расстояния между проводами зеркального отображения под знаком логарифма во всех случаях принимать $2h$, что дает вполне достаточную точность, то будет

$$\frac{U}{\sqrt{3}} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q}{3} \left(\ln \frac{2h}{d/2} + 2 \ln \frac{2h}{s} \right). \tag{15}$$

Уравнение (15) можно переписать в виде

$$\frac{U}{\sqrt{3}} = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{4h}{\sqrt[3]{4ds^2}}. \tag{16}$$

Следовательно, трехфазная линия на рис. 3 имеет эквивалентный диаметр, описываемый выражением $\sqrt[3]{4ds^2}$.

Таким образом, для напряжения, наведенного на линии связи, из уравнения (3) получаем формулу

$$u = \frac{\ln (r'/r)}{\ln \left(4h/\sqrt[3]{4ds^2} \right)} \cdot \frac{U}{\sqrt{3}}, \tag{17}$$

а также приближенную формулу для больших расстояний между высоковольтной линией и линией связи в соответствии с уравнением (7):

$$u=\frac{2U}{\sqrt{3}\ln\left(4h/\sqrt[3]{4ds^2}\right)}\cdot\frac{hk}{a^2+h^2+k^2-2hk}. \tag{18}$$

При тех же численных значениях, что и в предыдущих примерах, для расстояния $a=30$ м будет

$$\frac{u}{U}=\frac{2}{\sqrt{3}\ln\frac{4\cdot 10}{\sqrt[3]{4\cdot 0{,}008\cdot 2^2}}}\cdot\frac{10\cdot 5}{20^2+10^2+5^2-2\cdot 10\cdot 5}=0{,}014.$$

Таким образом, эти напряжения в несколько раз больше тех, которые наводятся на линии связи при нормальной работе трехфазной линии, и несколько больше напряжений, наводимых однопроводной линией ввиду большего результирующего диаметра системы. Поэтому воздействий на линии связи следует в первую очередь ожидать при замыкании на землю трехфазной линии.

Для того чтобы предотвратить помехи, вызываемые нормально работающей линией трехфазного тока, принято производить многократное транспонирование проводов по всей ее протяженности.

Благодаря этому напряжения, наводимые на линию связи тремя следующими друг за другом перекрещенными участками, взаимно компенсируются, так как они сдвинуты относительно друг друга по фазе на 120°. Это имеет, правда, предпосылку, что линия связи на протяжении каждых трех перекрещенных участков должна проходить параллельно трехфазной линии на неизменном расстоянии от нее. Иначе образуются соответствующие остаточные напряжения. Однако транспонирование не может ослабить влияния линии передачи при замыкании одного из ее проводов на землю, так как при этом все три линии находятся под одинаково направленными дополнительными напряжениями, которые не могут взаимно компенсироваться.

Очень неприятные воздействия на линии связи могут вызываться высшими гармоническими в кривой напряжения трехфазных линий. Третьи, девятые и, как правило, все другие высшие гармонические с порядковым числом, кратным 3, имеют во всех трех проводах одинаковое направление по отношению к нейтрали. Поэтому их воздействие является значительным и может рассчитываться по уравнениям (17) и (18). При этом $\sqrt{3}$ отпадает и в качестве U в формулы следует подставлять только напряжения высших гармонических.

Напряжения, наводимые на двухпроводные линии с прямым и обратным проводом, большей частью компенсируются за исключением небольшого остаточного напряжения, обусловленного расстоянием между проводами двухпроводной линии связи. Однако и этот остаток можно также снижать путем многократного транспонирования проводов линии связи. Напряжение этих двух проводов относительно земли, конечно, сохраняется и при неблагоприятных условиях может создавать опасность для человека.

Если при подвеске нескольких высоковольтных систем на одних и тех же или близко расположенных опорах одна система отключается, она все равно будет испытывать электростатическое влияние остальных, работающих, проводов и может находиться под опасным напряжением. Поэтому отключенные линии, если на них должны проводиться какие-либо работы, должны тщательно заземляться.

РАЗДЕЛ ПЯТЫЙ
ПЕРЕМЕННОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ПЕРВАЯ
НАГРЕВ ОХЛАЖДАЕМЫХ ПРОВОДНИКОВ

Любой включенный в электрическую цепь проводник нагревается протекающим через него электрическим током, причем потери энергии пропорциональны активному сопротивлению. Пока нагрев незначителен, расход мощности идет в основном на повышение температуры проводника. При более высокой температуре начинается отдача тепла в окружающую среду, которая замедляет дальнейший нагрев и в конце концов ограничивает его. С другой стороны, с повышением температуры возрастает электрическое сопротивление металлических проводников, в результате чего нагрев проводника при данном токе усиливается. При определенных условиях этот нагрев компенсирует расход тепла в окружающую среду, так что равновесное состояние установиться не может.

1. Повышение температуры

Рассмотрим электрическую цепь, изображенную на рис. 1, питаемую от источника переменного тока с действующим значением напряжения U, так что через индуктивность L и сопротивления R и r протекает ток

$$I = \frac{U}{\sqrt{(R+r)^2 + (\omega L)^2}}. \tag{1}$$

Через r здесь обозначено сопротивление той части цепи, нагрев которой мы будем рассматривать и которая показана на рис. 2 в увеличенном виде. Для изменения температуры ϑ во времени требуется затратить некоторое количество тепла, пропорциональное отнесенной к единице объема теплоемкости C_V материала проводника и пропорциональное его объему V. Кроме того, с поверхности A проводника рассеивается определенное количество тепла, пропорциональное в основном превышению его температуры над температурой окружающей среды и коэффициенту теплоотдачи ζ. При очень сильном

нагреве добавляется повышенная мощность излучения, которая в конечном счете увеличивается пропорционально четвертой степени температуры. Однако здесь не будем учитывать это отдельно, а включим долю излучения в величину ζ. Таким образом, уравнение теплового баланса можно записать в следующем виде:

$$C_V V \frac{d\vartheta}{dt} + \zeta A \vartheta = I^2 r = \frac{U^2 r}{(R+r)^2 + (\omega L)^2}, \qquad (2)$$

причем предполагается, что все рассматриваемые изменения во времени происходят медленно в сравнении с колебанием на-

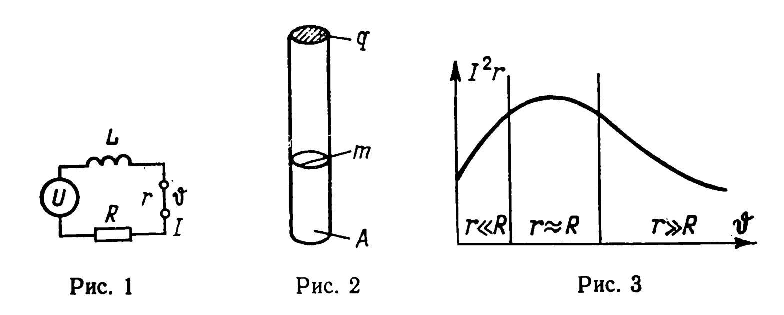


Рис. 1 Рис. 2 Рис. 3

пряжения источника (при условии пренебрежения переходной составляющей индуктивного напряжения). Сопротивление при нагреве также зависит от температуры:

$$r = r_0(1 + \alpha\vartheta), \qquad (3)$$

причем для меди и других аналогичных материалов проводников температурный коэффициент сопротивления $\alpha = {}^1/_{235}$ K^{-1}, так что общее решение этого уравнения найти непросто.

Поэтому мы будем различать три диапазона, которые приводят к различным решениям проблемы в зависимости от того, является ли изменяющееся при нагревании сопротивление r малым по сравнению с другими сопротивлениями R и ωL, либо оно одного порядка с ними, либо даже больше их. На рис. 3 показано влияние повышения температуры в этих диапазонах на тепловые (джоулевы) потери $I^2 r$. Эти потери при повышении температуры в нижнем диапазоне линейно возрастают, в среднем диапазоне остаются приблизительно постоянными, а в верхнем — снова медленно снижаются.

В диапазоне малых значений сопротивления r им в знаменателях уравнений (1) и (2) можно пренебречь, так что ток I_0 будет неизменным.

Подставляя сопротивление (3) в уравнение (2), получаем дифференциальное уравнение для определения повышения температуры

$$C_V V \frac{d\vartheta}{dt} + \zeta A \vartheta = I_0^2 r_0 (1 + \alpha \vartheta) \tag{4}$$

или, если сгруппировать оба члена, содержащие ϑ, и произвести деление на $C_V V$, то будем иметь

$$\frac{d\vartheta}{dt} + \frac{\zeta A}{cV}\left(1 - \alpha \frac{I_0^2 r_0}{\zeta A}\right)\vartheta = \frac{I_0^2 r_0}{C_V V}. \tag{5}$$

Здесь можно также сгруппировать некоторые, часто повторяющиеся величины. Назовем

$$T = \frac{C_V V}{\zeta A} = \frac{cq}{\zeta m} = \frac{a}{2}\frac{C_V}{\zeta} \tag{6}$$

температурной постоянной времени проводника. При этом в соответствии с рис. 2 мы заменили отношение объема V к наружной поверхности A отношением площади поперечного сечения q к периметру m, которое всегда можно определить по линейным размерам проводника. Например, для круглого или плоского проводника это отношение в соответствии с рис. 4 будет равно $a/2$, где a — радиус или толщина нагревающегося проводника. Кроме того, температурная постоянная времени изменяется только в зависимости от коэффициента теплоотдачи ζ, так как отнесенная к объему теплоемкость C_V представляет собой постоянную величину, характеризующую материал.

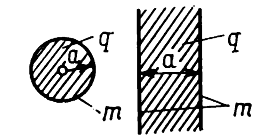


Рис. 4

Далее, обозначим через

$$M = \frac{I_0^2 r_0}{C_V V} = \frac{I_0^2 \rho_0 l}{C_V l q^2} = \frac{\rho_0}{C_V}\delta_0^2 \tag{7}$$

начальное повышение температуры проводника при малом ϑ, см. уравнение (5). При этом мы ввели удельное сопротивление ρ_0 и длину проводника l. Из этого выражения видно, что начальное повышение температуры зависит только от постоянных, характеризующих материал, и от квадрата плотности тока δ_0.

Наконец, назовем

$$H = \frac{I_0^2 r_0}{\zeta A} = \frac{I_0^2 \rho_0 l}{\zeta m l q} = \frac{q}{m} \cdot \frac{\rho_0}{\zeta}\delta_0^2 = \frac{a}{2} \cdot \frac{\rho_0}{\zeta}\delta_0^2 \tag{8}$$

тепловой интенсивностью электротермического процесса. Она представляет собой фиктивную предельную температуру, которая согласно уравнению (4) соответствует конечному нагреву

проводника без повышения сопротивления и определяется преимущественно квадратом плотности тока, а кроме того, толщиной проводника a и коэффициентом теплоотдачи ζ. Эту величину можно также выразить произведением:

$$H = MT. \tag{9}$$

С учетом этих упрощений уравнение (5) принимает вид

$$\frac{d\vartheta}{dt} + \frac{1-\alpha H}{T}\vartheta = M. \tag{10}$$

Его решением будет

$$\vartheta = \frac{H}{1-\alpha H}\left(1 - e^{-\frac{1-\alpha H}{H}Mt}\right) = \vartheta_\infty \left(1 - e^{-t/T_e}\right), \tag{11}$$

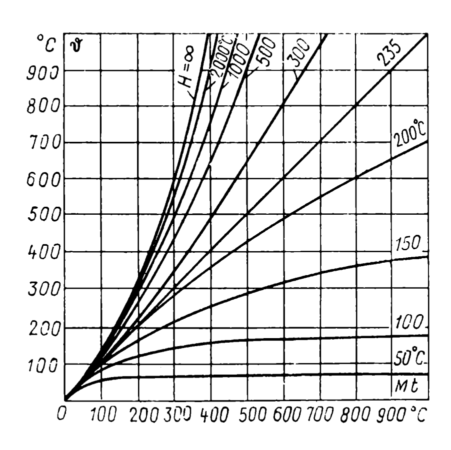


Рис. 5

причем экспоненциальная постоянная времени

$$T_e = \frac{T}{1+\alpha H} = \frac{1}{M} \cdot \frac{H}{1-\alpha H} \tag{12}$$

в сильной степени зависит от тепловой интенсивности H по уравнению (8), в то время как конечная температура

$$\vartheta_\infty = \frac{MT}{1-\alpha H} = \frac{H}{1-\alpha H} \tag{13}$$

почти полностью определяется этой величиной.

На рис. 5 приведены кривые изменения температуры во времени по уравнению (11) для меди в зависимости от произведения Mt для получения единого семейства кривых. Мы видим, что начальное повышение температуры действительно является одинаковым во всех случаях. Согласно уравнениям (10) и (11) оно составляет

$$\left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)_0 = M = \frac{\rho_0}{c_V}\delta_0^2, \tag{14}$$

как и по уравнению (7). Дальнейшее повышение температуры происходит по показательному закону, причем предельная температура ϑ_∞ согласно уравнению (11) быстро повышается с увеличением тепловой интенсивности H. При критическом значении

$$\alpha H = \frac{\alpha r_0}{\zeta A} I_0^2 = \frac{a}{2} \cdot \frac{\alpha}{\zeta}\rho_0\delta_0^2 = 1, \tag{15}$$

соответствующем определенной плотности тока, вызванный сопротивлением и зависящий от температурного коэффициента α нагрев находится в равновесии с наружным охлаждением, обусловливаемым коэффициентом теплоотдачи ζ. При этом экспоненциальная постоянная времени T_e, так же как и конечная температура ϑ_∞, становится бесконечно большой и, следовательно, второй член дифференциального уравнения (10) исчезает. Поэтому температура продолжает возрастать по линейному закону до тех пор, пока проводник не расплавится или не испарится.

При тепловых интенсивностях $H > 235°$ С повышение сопротивления оказывает более сильное влияние на ход процесса, чем охлаждение, показатель степени в уравнении (11) становится отрицательным и температура возрастает по восходящей показательной кривой, так что температура плавления или испарения достигается за еще более короткий промежуток времени.

Поскольку удельное сопротивление горячей меди $\rho_0 \approx \approx {}^1/_{45}$ Ом·м²/м, а ее коэффициент теплоотдачи $\zeta = 15$ Вт/(К·м²), то при неизменной плотности тока $\delta_0 = 10$ А/мм² в круглом медном проводнике диаметром $2a = 1$ см тепловая интенсивность по уравнению (8) составляет

$$H = \frac{0,5}{2} \cdot \frac{10^2 \cdot 10^4}{45 \cdot 15} = 370°\text{C}.$$

Эта величина превышает предельное значение 235° С, поэтому процесс нагревания будет неустойчивым. Так как отнесенная к объему теплоемкость меди и подобных ей проводниковых металлов $C_N = 3{,}5$ Дж/(К·см³), то начальное повышение температуры при нагреве по уравнению (7) или (14) будет

$$M = \frac{10^2}{45 \cdot 3,5} = 0,63 \text{ К/с}.$$

Если бы температура поднималась равномерно, то через 10 мин она достигла бы 378° С, а на самом деле согласно уравнению (11) или рис. 5 достигается температура 510° С. При этом температурная постоянная времени по уравнению (6) составляет

$$T = \frac{0,5}{2} \cdot \frac{3,5 \cdot 10^4}{15} = 580 \text{ с} = 9,7 \text{ мин},$$

а экспоненциальная постоянная времени по уравнению (12) будет

$$T_e = \frac{9,7}{1 - 370 : 235} = -16,9 \text{ мин}.$$

При коротком замыкании в сильноточных проводах линий электропередачи повышение их температуры обычно лишь незначительно отличается от линейного, так что при этом для расчетов можно пользоваться уравнением (14). В противоположность этому для эффективного действия плавких предохранителей и других аналогичных электротермических устройств желательно значительно более сильное повышение температуры с увеличением тока. Поэтому для них стремятся обеспечить максимально высокую тепловую интенсивность H. Для этого требуется кроме соответствующей толщины проводника a и низкого коэффициента теплоотдачи ζ также и довольно высокая плотность тока δ_0.

В среднем диапазоне сопротивлений r согласно рис. 3 тепловые (джоулевы) потери

$$I^2 r = I_0^2 r_0 \tag{16}$$

остаются почти постоянными, так что из уравнения (2) получается дифференциальное уравнение

$$C_V V \frac{d\vartheta}{dt} + \zeta A \vartheta = I_0^2 r_0. \tag{17}$$

Эта зависимость соответствует прежнему уравнению (4), если в него подставить $\alpha = 0$. Если применить те же обозначения для постоянной времени, начального повышения температуры и тепловой интенсивности, что и в уравнениях (6), (7) и (8), это дифференциальное уравнение примет в соответствии с уравнением (10) вид

$$\frac{d\vartheta}{dt} + \frac{\vartheta}{T} = M. \tag{18}$$

Оно имеет решение

$$\vartheta = \vartheta_\infty \left(1 - e^{-t/T}\right). \tag{19}$$

Здесь конечная температура с учетом уравнений (8) и (9) определяется формулой

$$\vartheta_\infty = MT = H = \frac{a}{2} \cdot \frac{\rho_0}{\zeta} \delta_0^2, \tag{20}$$

и всегда будет иметь конечное значение. Следовательно, конечная температура и тепловая интенсивность здесь становятся идентичными. Температура повышается всегда с одной и той же постоянной времени T по уравнению (6), не зависящей от плотности тока. Поэтому величина T всегда положительна и вызывает затухающую составляющую температуры проводника.

Начальное повышение температуры для малых значений ϑ рассчитывается из уравнения (18):

$$(d\vartheta/dt)_0 = M = \frac{\rho_0}{C_V}\delta_0^2, \qquad (21)$$

что совпадает с уравнением (14) для предыдущего случая.

Так как сопротивление увеличивается с повышением температуры, то ток будет постепенно уменьшаться. Если уравнение (3) для сопротивления подставить в уравнение (16) для тепловых потерь, то с учетом уравнения (20) получится отношение начального тока к конечному

$$I_0/I_\infty = \sqrt{1+\alpha H}. \qquad (22)$$

Для рассмотренного выше численного примера с конечной температурой 370° С это дает относительное снижение тока

$$\frac{I_\infty}{I_0} = \frac{1}{\sqrt{1+1{,}58}} = 0{,}62.$$

Лишь при конечной температуре 700° С ток уменьшается до половины своего значения при включении.

В верхнем диапазоне сопротивления r дифференциальное уравнение (2) имеет вид

$$C_V V\frac{d\vartheta}{dt} + \zeta A\vartheta = \frac{U^2}{r_0(1+\alpha\vartheta)} = \frac{I_0^2 r_0}{1+\alpha\vartheta} \qquad (23)$$

или с учетом рассмотренных выше упрощений

$$\frac{d\vartheta}{dt} + \frac{\vartheta}{T} = \frac{M}{1+\alpha\vartheta}. \qquad (24)$$

Хотя в принципе это уравнение может быть проинтегрировано, однако решение получается довольно сложным, поэтому мы ограничимся только определением представляющих наибольший интерес предельных значений температуры и тока.

Начальное повышение температуры, соответствующее малым значениям ϑ, как и прежде, определяется только первым членом, поэтому с учетом уравнения (7) будет

$$\left(\frac{d\vartheta}{dt}\right)_0 = M = \frac{\rho_0}{C_V}\delta_0^2. \qquad (25)$$

Таким образом, эта величина одинакова во всех трех рассмотренных диапазонах.

При достижении конечной температуры первый член уравнения (24) исчезает. Поэтому для ее расчета получается квадратное уравнение

$$\vartheta_\infty(1+\alpha\vartheta_\infty) = MT = H. \qquad (26)$$

Отсюда конечная температура будет

$$\vartheta_\infty = \frac{1}{2\alpha}\left(\sqrt{1+4\alpha H} - 1\right). \tag{27}$$

Подставляя численные данные из рассмотренного выше примера, находим

$$\vartheta_\infty = \frac{235}{2}\left(\sqrt{1 + 4\cdot\frac{370}{235}} - 1\right) = 200°\text{C},$$

что значительно меньше температуры нагрева 370° C. Для малых повышений температуры уравнение (26) можно сперва решать приближенно, пренебрегая квадратичным членом, а затем полученное в первом приближении значение ϑ_∞ подставлять в качестве поправки во второй член в скобках. Таким путем получается приближенное выражение для конечной температуры

$$\vartheta'_\infty = \frac{H}{1+\alpha H}, \tag{28}$$

существенно отличающееся от выражения (13). В данном случае повышение сопротивления значительно снижает конечную температуру, тогда как в первом случае она повышалась. С другой стороны, для больших повышений температуры можно пренебречь линейным членом в уравнении (26), что дает приближенное выражение

$$\vartheta''_\infty = \sqrt{H/\alpha}. \tag{29}$$

Следовательно, конечная температура повышается в этом случае только как корень квадратный из тепловой интенсивности.

По мере повышения температуры ток сильно уменьшается вследствие увеличения сопротивления r, а именно в соответствии с уравнением (1) почти обратно пропорционально r. Поэтому отношение токов по уравнению (3) имеет вид *

$$I_0/I_\infty = 1 + \alpha\vartheta_\infty. \tag{30}$$

Так будет, например, при включении ламп с металлической нитью накаливания, питаемых постоянным напряжением. Если принять их температуру горения $\vartheta_\infty = 2350°$ C, то начальный ток будет

$$I_0 \approx \left(1 + \frac{2350}{235}\right) I_\infty = 11 I_\infty.$$

* При условии $r \gg R$ и $r \gg \omega L$ будет $r_\infty/r_0 = I_0/I_\infty$. *(Прим. редактора перевода.)*

Таким образом, в момент включения по нити протекает сильный избыточный ток. Хотя этот ток затухает не по показательному закону, однако его изменение во времени следует кривой, которая согласно уравнению (24) определяется в решающей мере постоянной времени T, а так как нити накаливания имеют чрезвычайно малый диаметр, то продолжительность их нагрева составляет в соответствии с уравнением (6) только несколько сотых долей секунды.

Для наглядности в табл. 1 приведены конечные температуры и отношения токов, которые получаются для конкретного примера при одинаковом начальном токе, если один и тот же проводник в соответствии с нашими тремя диапазонами питается разными способами, а именно неизменным током, неизменной мощностью и неизменным напряжением. Из таблицы видно, что условия питания оказывают сильное влияние на характер повышения температуры при включении, так как от этого в высокой степени зависит конечная температура. Поэтому нагревательные элементы, предназначенные для работы в одном из рассмотренных режимов, могут оказаться совершенно непригодными при использовании в других режимах.

Таблица 1

Пример повышения температуры охлаждаемых проводников

Характеристика	Неизменный ток	Питание неизменной мощностью	Неизменное напряжение
Сопротивление r/R или $r/(\omega L)$	$\ll 1$	≈ 1	$\gg 1$
Конечная температура ϑ_{∞}, °C	1330	200	129
Отношение токов I_{∞}/I_0	1	0,74	0,64

2. Косвенное изменение сопротивления

Поскольку сопротивление проводника непосредственно зависит от его температуры, а температура определяется током, то сопротивление косвенно зависит от протекающего по нему тока. Вследствие того что проводник обладает некоторой теплоемкостью, эта зависимость в общем случае непропорциональна. Однако для очень тонкого проводника с довольно малым объемом и сравнительно большой поверхностью температурная постоянная времени T, как это видно из уравнения (6), весьма мала и, следовательно, состояние теплового равновесия будет устанавливаться очень быстро. В этом случае температура почти мгновенно следует за всяким изменением тока.

Пусть T будет настолько мала, что в уравнении (10) и, следовательно, также в уравнении (2) можно пренебречь первым членом по сравнению со вторым. Обозначим через u и i мгновенные напряжение и ток такого нагреваемого проводника. В этом случае уравнение мощности упростится до следующего вида:

$$ui = \zeta A \vartheta. \tag{31}$$

Сопротивление металлической проволоки по уравнению (3) составляет

$$u/i = r = r_0 + \alpha r_0 \vartheta. \tag{32}$$

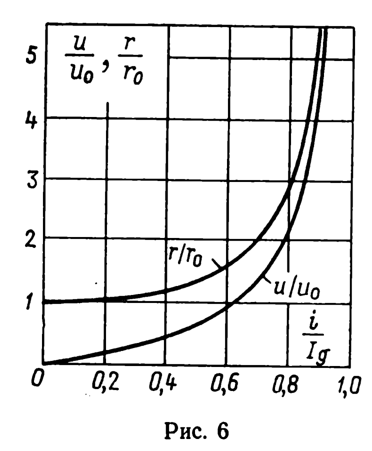


Рис. 6

Исключив ϑ из уравнений (31) и (32), получим

$$\frac{u}{i} = r_0 + \frac{\alpha r_0}{\zeta A} ui = r_0 + \frac{ui}{I_g^2}. \tag{33}$$

В последнем выражении мы обозначили через

$$I_g = \sqrt{\frac{\zeta A}{\alpha r_0}} \tag{34}$$

критический ток, который полностью соответствует уравнению (15) и представляет собой при этом тот предельный ток, который во избежание повреждения проводника не должен превышаться.

Решение уравнения (33) относительно u дает напряжение нагретого проводника

$$u = \frac{r_0 i}{1 - (i/I_g)^2} = r_0 I_g \frac{i/I_g}{1 - (i/I_g)^2}. \tag{35}$$

Следовательно, ток $i = I_g$ повысил бы напряжение до бесконечно большого. С другой стороны, сопротивление проводника

$$r = \frac{r_0}{1 - (i/I_g)^2} \tag{36}$$

также очень сильно зависит от тока. На рис. 6 показано изменение напряжения и сопротивления такого тонкого проводника в зависимости от протекающего по нему тока i. При малых токах сопротивление меняется медленно, однако оно быстро нарастает, когда ток приближается к предельной величине I_g. Для того чтобы осуществить на практике эту взаимозаменяемость в достаточной мере, необходимо не только применять тонкие проволоки или полосы малой толщины a, но и

выбирать металлы с высокой точкой плавления, такие как молибден, тантал или вольфрам. Последний из этих материалов позволяет повышать сопротивление более чем в десять раз по сравнению с сопротивлением в холодном состоянии, доводя ток почти до предельного значения, при котором материал расплавился бы.

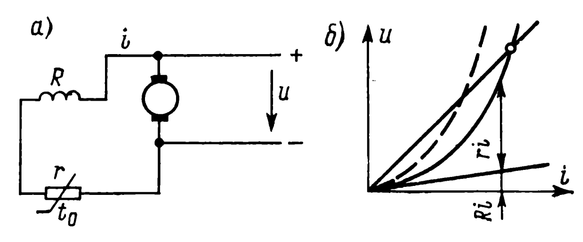


Рис. 7

На рис. 6 приведена вольт-амперная характеристика проводника. Лишь начальная часть этой характеристики линейна, далее напряжение круто возрастает. Эту нелинейную характеристику можно использовать для многих практических целей при условии, если изменение тока во времени в пределах температурной постоянной времени является незначительным. В противном случае изменение напряжения будет несколько отставать от изменения тока и создавать тем самым в электрической цепи своего рода явление гистерезиса.

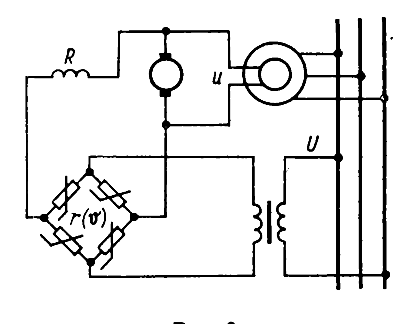


Рис. 8

На рис. 7, *а* показана схема стабилизации напряжения ненасыщенного самовозбуждающегося генератора постоянного тока посредством применения термочувствительного резистора. Как изображено на рис. 7, *б*, напряжения якоря *u* пропорционально намагничивающему току, однако напряжение, необходимое для создания тока возбуждения, форсируется путем включения термочувствительного резистора *r* последовательно с сопротивлением *R* обмотки возбуждения. Точка пересечения этих двух кривых соответствует устойчивому режиму самовозбуждения, которое, кроме того, можно очень просто регулировать путем изменения постоянного или переменного сопротивления.

На рис. 8 представлен пример автоматического регулирования напряжения генератора переменного тока с помощью тер-

мочувствительных резисторов. Последние набраны здесь по схеме моста и включены также последовательно с параллельной обмоткой возбудителя. Мост питается переменным напряжением генератора через трансформатор. Любое отклонение напряжения на зажимах U от заданного значения вызывает сильное изменение сопротивления моста и оказывает таким образом влияние на постоянное напряжение на нем. В результате этого изменяется ответвленный ток, который снова восстанавливает прежнее напряжение U. Чем ближе ток моста к предельному току I_g, тем чувствительнее будет регулирование.

Так как сопротивление таких термочувствительных резисторов является высоким при больших токах и низким при малых токах, их можно успешно использовать для ограничения максимальных токов, возникающих, например, при зарядке и разрядке конденсаторов или при коммутации индуктивностей. Терморезисторы также находят применение в делителях тока и напряжения, например для повышения или понижения чувствительности измерительных приборов и реле.

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ВТОРАЯ

ПЛАВЛЕНИЕ ВСТАВОК ПРЕДОХРАНИТЕЛЕЙ

Рассмотрим процессы плавления вставок предохранителей под действием токов короткого замыкания, многократно превышающих нормальный ток электрической цепи. Такие предохранители предназначаются для прерывания сверхтоков в течение очень короткого промежутка времени и, поэтому можно пренебречь отдачей тепла через наружную поверхность вставки, а также любой передачей тепла внутри нее. Будем считать, что ток задается внешними условиями работы электрической цепи и поэтому процесс нагревания плавкой вставки протекает в соответствии с наиболее крутой кривой рис. 5 в главе 21.

Повышение сопротивления вызывает ускоренное нарастание температуры вплоть до точки плавления металла. Затем вставка плавится при неизменной температуре, причем теплота плавления постепенно создается током в течение времени плавления. Этот процесс иллюстрируется диаграммой зависимости между температурой и временем на рис. 1. В течение коротких промежутков времени, о которых здесь идет речь, силы тя-

жести никакой роли не играют и поэтому жидкий металл продолжает оставаться на месте и нагревается дальше, до температуры испарения. Расплавленная вставка испаряется не мгновенно, для этого требуется определенное время, в течение которого ток образует соответствующую теплоту испарения.

В некоторый момент времени, предшествующий полному испарению материала, происходит нарушение металлических взаимосвязей в расплавленной вставке и возникает электрическая дуга. Вследствие этого температура быстро повышается,

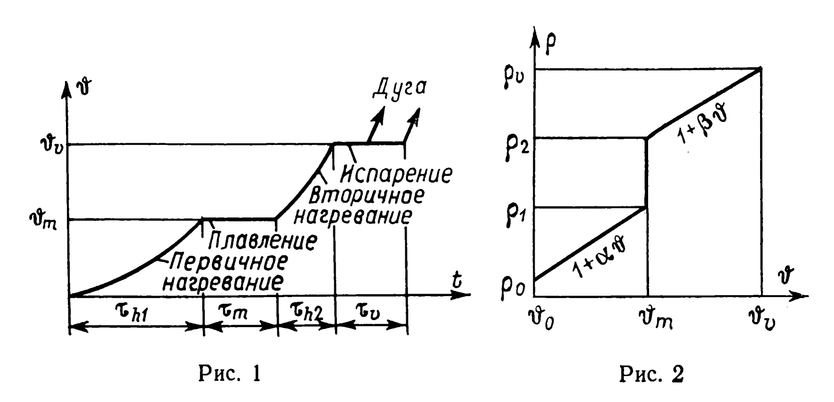


Рис. 1 Рис. 2

однако теперь ток уменьшается, если предохранитель правильно функционирует. Мы рассмотрим здесь только процесс нагревания проволочной вставки до момента образования электрической дуги.

1. Плавление и испарение

Обозначим через i и r ток и сопротивление плавкой вставки предохранителя, через C_V — отнесенную к объему теплоемкость, а через V — объем. Тогда температура ϑ определится дифференциальным уравнением

$$C_V V \frac{d\vartheta}{dt} = i^2 r. \tag{1}$$

Здесь объем и сопротивление вставки можно выразить через ее длину l, площадь поперечного сечения q и ее удельное сопротивление ρ. При этом получим

$$C_V l q \frac{d\vartheta}{dt} = i^2 \rho \frac{l}{q}. \tag{2}$$

Так как $i/q=\delta$ есть плотность тока, то уравнение (2) упрощается до следующего:

$$C_V \frac{d\vartheta}{dt} = \rho\delta^2, \tag{3}$$

т. е. до сотношения, содержащего только удельные величины. Его можно переписать в виде

$$\frac{C_V}{\rho} d\vartheta = \delta^2 dt, \tag{4}$$

причем в левой части этого уравнения содержатся оба основных параметра металла вставки предохранителя, выражающие его свойства, а в правой части фигурирует только квадрат плотности тока в зависимости от времени, который мы считаем заданным.

Во время каждой из стадий нагревания на рис. 1 удельная теплоемкость остается почти неизменной, тогда как удельное сопротивление сильно изменяется. На рис. 2 показана его зависимость от температуры, сперва в диапазоне от холодного состояния до точки плавления, где оно скачком повышается до большего значения, а затем удельное сопротивление снова возрастает вплоть до точки испарения. Его изменение как при твердом, так и при жидком состоянии металла почти линейно, и поэтому в диапазоне от ϑ_0 до ϑ_m справедливо

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha\vartheta). \tag{5}$$

Пренебрежем незначительным изменением C_V в зависимости от температуры и подставим выражение (5) в уравнение (4). Выполнив интегрирование, получим

$$\frac{C_V}{\rho_0} \int_0^{\vartheta} \frac{1}{1+\alpha\vartheta} = \int_0^t \delta^2 dt. \tag{6}$$

Интеграл в правой части уравнения можно применять для заданного изменения тока во времени. С другой стороны, интеграл в левой части представляет собой простую функцию температуры, которую мы назовем кажущимся повышением температуры ϑ'. Вычисление дает

$$\vartheta' = \int_0^{\vartheta} \frac{d\vartheta}{1+\alpha\vartheta} = \frac{1}{\alpha} \ln(1+\alpha\vartheta) = \vartheta \frac{\ln(1+\alpha\vartheta)}{d\vartheta}. \tag{7}$$

На рис. 3 показана зависимость кажущегося повышения температуры от действительной температуры ϑ для значения $\alpha = {}^1/_{235}$ K^{-1}, соответствующего, например, меди.

Если теперь уравнение (6) записать в виде

$$C_V\vartheta' = \rho_0 \int_0^{\vartheta} \delta^2 dt, \tag{8}$$

то окажется, что ϑ' представляет собой повышение температуры для случая, который имел бы место, если бы удельное сопротивление сохраняло свое первоначальное значение ρ_0. Поэтому определение нагрева вставки предохранителя можно производить в два этапа: сперва рассчитать кажущееся повышение температуры по уравнению (8), а затем определить действительную температуру по рис. 3 или уравнению (7). Так, например, если при неизменном сопротивлении получится кажущееся повышение температуры $\vartheta' = 400°$ C, то действительная температура будет превышать 1000° C.

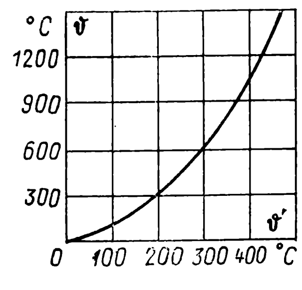


Рис. 3

При постоянной плотности тока ось абсцисс на рис. 3 представляет время, только в другом масштабе [уравнение (8)]. Понятно, что обе координаты, ϑ и ϑ', выражают повышение температуры по сравнению с начальной температурой предохранителя, которая в свою очередь может быть значительно выше температуры окружающей среды, если через вставку до этого протекал ток.

Для пользования предохранителем важно знать, какой ток и какое время t_1 требуется для достижения точки плавления. Из уравнений (7) и (8) видно, что

$$\int_0^{t_1} \delta^2 dt = \frac{C_V}{\rho_0}\vartheta' = \frac{C_V}{\rho_0 \alpha} \ln(1 + \alpha\vartheta_m) \tag{9}$$

зависит только от постоянных, характеризующих свойства материала плавкой вставки, и от разности ϑ_m температуры плавления и температуры окружающей среды. Поэтому этот интеграл имеет для каждого металла плавкой вставки совершенно определенное значение и представляет собой абсолютную постоянную, характеризующую ее материал.

После достижения точки плавления предохранительная вставка начинает переходить в жидкое состояние. Обычно внутренние части поперечного сечения вставки оказываются более горячими, чем наружные, и поэтому плавятся раньше последних, как это схематически показано на рис. 4. Затем зона плавления расширяется и достигает наружной поверхно-

сти вставки после того, как ток создает всю необходимую теплоту плавления. Таким образом, для плавления всего объема материала вставки требуется некоторое конечное время, к определению которого мы теперь и перейдем.

За время dt в жидкое состояние переходит элементарный объем материала dv; если через h обозначить теплоту плавления, отнесенную к объему, то баланс энергии каждого элемента объема будет выражаться уравнением

$$hdv = i^2 r dt. \tag{10}$$

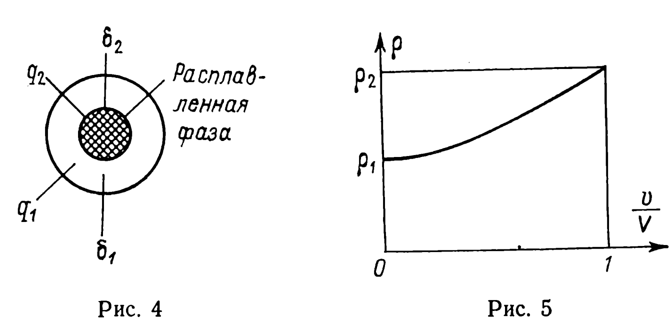


Рис. 4 Рис. 5

При температуре плавления удельное сопротивление расплавленного металла будет значительно больше, чем удельное сопротивление твердого металла. Следовательно, сопротивление вставки складывается при этом из сопротивлений двух ее частей, а именно (как показано на рис. 4) внутренней части, состоящей из жидкого металла с поперечным сечением q_2 и удельным сопротивлением ρ_2, и наружной части, состоящей из еще твердого металла с поперечным сечением q_1 и удельным сопротивлением ρ_1. Поэтому полное сопротивление плавящейся проволочной вставки длиной l составляет

$$r = \frac{1}{\frac{q_1}{\rho_1 l} + \frac{q_2}{\rho_2 l}} = \frac{\rho_1 l / q_1}{1 + \frac{q_2}{q_1} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2}}. \tag{11}$$

Если V — полный объем плавкой вставки, а v — объем ее расплавившейся части, то

$$V = lq; \quad v = lq_2; \quad V - v = lq_1. \tag{12}$$

С учетом этого сопротивление плавящейся вставки можно выразить в зависимости от переменного отношения v/V следующим образом:

$$r = \frac{\rho_1 l / q_1}{1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \frac{v}{V - v}} = \frac{\rho_1 l / q}{1 - \frac{v}{V}\left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)}. \tag{13}$$

Это сопротивление увеличивается по мере плавления вставки, как это показано на рис. 5.

Подставим это переменное сопротивление в правую часть уравнения (10), а его левую часть умножим и поделим на V в соответствии с первым из уравнений (12). Это дает уравнение

$$hlq\frac{dv}{V}=i^2\frac{\rho_1 l/q}{1-\frac{v}{V}\left(1-\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)}dt, \tag{14}$$

которое можно привести к более простому виду

$$\frac{h}{\rho_1}\left[1-\frac{v}{V}\left(1-\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)\right]\frac{dv}{V}=\delta^2 dt. \tag{15}$$

Интегрируя левую часть этого уравнения в пределах от $v=0$ до $v=V$, находим

$$\frac{h}{\rho_1}\int_0^V\left[1-\frac{v}{V}\left(1-\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)\right]\frac{dv}{V}=\frac{h}{2\rho_1}\left(1+\frac{\rho_1}{\rho_2}\right). \tag{16}$$

Если теперь рассматривать величину

$$\rho_m=\frac{2\rho_1}{1+\rho_1/\rho_2}=\frac{2}{1/\rho_1+1/\rho_2} \tag{17}$$

как среднее удельное сопротивление проволочной вставки предохранителя во время процесса плавления, то из проинтегрированного уравнения (15) получается исключительно простое уравнение

$$\int_{t_1}^{t_2}\delta^2 dt=h/\rho_m. \tag{18}$$

Здесь t_2-t_1 есть промежуток времени от начала плавления до полного расплавления всей вставки. Поэтому для расплавления вставки предохранителя в целом необходимо определенное значение интеграла ток — время, определяемое только отнесенной к объему теплотой плавления и средним удельным сопротивлением по уравнению (17). Эта величина также является постоянной, характеризующей свойства материала, из которого изготовлена плавкая вставка.

В течение короткого времени, пока расплавленный металл вставки сохраняет прежнюю цилиндрическую форму, он продолжает нагреваться током. Удельное сопротивление снова увеличивается по линейному закону от значения ρ_2 до значения

$$\rho=\rho_2(1+\beta\vartheta_2). \tag{19}$$

Это также показано на рис. 2, причем β означает температурный коэффициент сопротивления жидкого металла, а ϑ_2 — превышение температуры над точкой плавления. После подстановки уравнения (19) в уравнение (4) мы получим решение того же вида, что и для уравнения (9), а именно

$$\int_{t_2}^{t_3} \delta^2 dt = \frac{C_V}{\rho_2} \vartheta_2' = \frac{C_V}{\rho_2 \beta} \ln\left(1 + \beta\vartheta_{2V}\right). \tag{20}$$

Для того чтобы определить полный интеграл на всем интервале t_3—t_2 вплоть до испарения металла необходимо ввести в расчет разность ϑ_{2V} между точками испарения и плавления. Поскольку удельное сопротивление расплавленного металла ρ_2 намного больше удельного сопротивления твердого металла ρ_0, вторая стадия нагревания будет значительно короче первой и, следовательно, необходимое значение интеграла будет намного меньше, чем на первой стадии.

Суммарный интеграл вплоть до испарения вставки предохранителя составит после сложения уравнений (9), (18) и (20) величину

$$K = \int_0^{t_3} \delta^2 dt = \frac{C_V}{\rho_0 \alpha} \ln\left(1 + \alpha\vartheta_m\right) + \frac{h}{\rho_m} + \frac{C_V}{\rho_2 \beta} \ln\left(1 + \beta\vartheta_{2V}\right). \tag{21}$$

Приводим электротермические характеристики металлов для вставок предохранителей:

	Медь	Серебро
Начальное удельное сопротивление ρ_0 при $\vartheta_0 = 20$ °C, Ом·см	$1{,}72 \cdot 10^{-6}$	$1{,}64 \cdot 10^{-6}$
Удельное сопротивление твердого металла ρ_1 при температуре плавления, Ом·см	$10{,}2 \cdot 10^{-6}$	$8{,}4 \cdot 10^{-6}$
Удельное сопротивление жидкого металла ρ_2 при температуре плавления, Ом·см	$21{,}3 \cdot 10^{-6}$	$16{,}6 \cdot 10^{-6}$
Среднее удельное сопротивление во время процесса плавления ρ_m, Ом·см	$13{,}8 \cdot 10^{-6}$	$11{,}2 \cdot 10^{-6}$
Температурный коэффициент сопротивления твердого металла α, K^{-1}	$4{,}39 \cdot 10^{-3}$	$4{,}42 \cdot 10^{-3}$
Температурный коэффициент сопротивления жидкого металла β, K^{-1}	$0{,}38 \cdot 10^{-3}$	$0{,}71 \cdot 10^{-3}$
Превышение ϑ_m температуры плавления над начальной температурой $\vartheta_0 = 20°$ C, K	1063	940
Превышение ϑ_V температуры испарения над начальной температурой $\vartheta_0 = 20$ °C, K	2280	1930
Превышение температуры испарения над температурой плавления ϑ_{2V}, K	1217	990
Удельная теплоемкость на единицу объема C_V, Дж/(К×см³)	3,76	2,60
Теплота плавления на единицу объема h, Дж/см³	1833	1139

Значения интеграла в $(А/см^2)^2 \cdot с$ вставок предохранителей в разных стадиях нагрева таковы:

	Медь	Серебро
Нагрев до температуры плавления [уравнение (9)]	$8{,}63 \cdot 10^8$	$5{,}91 \cdot 10^8$
Плавление [уравнение (18)]	$1{,}33 \cdot 10^8$	$1{,}02 \cdot 10^8$
Нагрев до температуры испарения [уравнение (20)] . .	$1{,}76 \cdot 10^8$	$1{,}07 \cdot 10^8$
Суммарный интеграл $K = \int_0^{t_2} \delta^2 dt$ [уравнение (21)] . .	$11{,}72 \cdot 10^8$	$8{,}00 \cdot 10^8$

Видим, что для двух указанных металлов приблизительно $^3/_4$ суммарного интеграла приходится на первую стадию нагрева, а остальная часть довольно равномерно распределяется между стадией плавления [уравнение (18)] и второй стадией нагрева [уравнение (20)]. Далее видно, что для серебра необходимое значение указанного интеграла составляет лишь $^2/_3$ соответствующей величины для меди, так что серебро в качестве материала для вставок предохранителей превосходит медь.

С другой стороны, высокие температуры плавления и испарения создают предпосылки для больших изменений сопротивления в процессе нагревания и допускает поэтому нагрев вставок до некоторой низкой температуры при протекании по ним номинального тока. В этом отношении медь имеет известное преимущество перед серебром. Однако оба названных металла намного лучше других материалов для вставок предохранителей, имеющих низкую температуру плавления.

Для полного испарения металла вставки предохранителя также требуется некоторое время, в течение которого ток должен создать теплоту испарения. Однако остается неясным, происходит ли процесс испарения непрерывно или же цилиндр из жидкого металла взрывается под механическим воздействием давления паров. Во всяком случае, сопротивление такого проводника в это время чрезвычайно сильно возрастает и в расширяющихся парах металла образуется электрическая дуга.

Другой причиной нарушения структурных связей в металле может быть эффект сжатия (пинч-эффект), вызываемый сильным циркулярным магнитным полем внутри тонкой плавящейся проволочной вставки предохранителя. Под действием протекающего в осевом направлении тока в этом поле создаются радиальные силы, направленные к центру вставки, которые могут разрушать структурные связи металла («раздавливать» его), при определенных условиях даже еще до перехода в жидкое состояние.

2. Интеграл квадрата плотности тока по времени

При описанных выше условиях нагревания интеграл вида (9) зависит от формы кривой изменения тока короткого замыкания во времени. Исследуем три наиболее часто встречающихся случая.

Ток нарастает по показательному закону

$$\delta = \delta_\infty \left(1 - e^{-t/T}\right), \tag{22}$$

где δ_∞ — плотность тока в конце процесса, а T — постоянная времени электрической цепи. Интеграл представлен графически в зависимости от времени на рис. 6 ниже кривой самого тока:

$$\int_0^t \delta^2 dt = \delta_\infty^2 \int_0^t \left(1 - e^{-t/T} + 2e^{-2t/T}\right) dt = \delta_\infty^2 \times$$
$$\times \left[t - \frac{3}{2}T + T\left(2e^{-t/T} - \frac{1}{2}e^{-2t/T}\right)\right]. \tag{23}$$

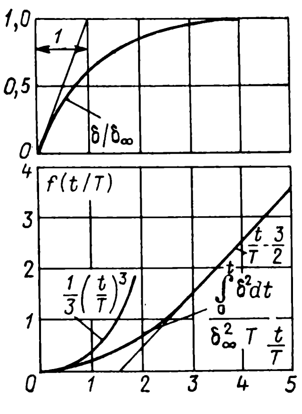


Рис. 6

Для промежутков времени, малых по сравнению с постоянной времени, показательные функции можно разложить в степенные ряды, причем, если ограничиться числом членов до третьего включительно, то получим для $t \ll T$

$$\int_0^t \delta^2 dt = \delta_\infty^2 \frac{T}{3} \left(\frac{t}{T}\right)^3. \tag{24}$$

Таким образом, в начале процесса нагрев будет усиливаться пропорционально третьей степени времени, что особо показано на рис. 6. Поэтому для заданного значения интеграла K, установленного по уравнению (21) и таблице на стр. 401, время перегорания предохранителя будет

$$\tau = \sqrt[3]{3K\,(T/\delta_\infty)^2}. \tag{25}$$

Следовательно, время перегорания предохранителя при заданной постоянной материала K зависит только от плотности тока δ_∞, создаваемой полным током короткого замыкания во вставке, и от постоянной времени T электрической цепи.

Для интервалов времени, соизмеримых по порядку величины с постоянной времени T, решение уравнения (23) можно найти графически по кривой на рис. 6. Однако для больших

интервалов времени по сравнению с постоянной времени T показательные члены в уравнении (23) исчезают и при этом получается для $t \gg T$

$$\int_0^t \delta^2 dt = \delta_\infty^2 \left(t - \frac{3}{2} T\right). \qquad (26)$$

Таким образом, в конце процесса тепловая эффективность тока возрастает линейно со временем, что также видно из рис. 6. Между тем эта асимптотическая величина запаздывает относительно начала короткого замыкания на $^3/_2\ T$. Время перегорания предохранителя соответствует обратной величине выражения (26) и составляет

$$\tau = \frac{K}{\delta_\infty^2} + \frac{3}{2} T, \qquad (27)$$

т. е. очень сильно отличается от определяемого уравнением (25).

Возникающая задержка вызывается малостью начального тока по сравнению с конечным.

Если принять постоянную времени электрической цепи $T = 10^{-2}$ с, а плотность тока $\delta_\infty = 10^8$ А/см², что соответствовало бы, например, конечному режиму протекания тока короткого замыкания 30 000 А по серебряной проволоке диаметром 0,2 мм, то этот ток будет прерван согласно уравнению (25) и таблице на стр. 401 спустя время

$$\tau = \sqrt[3]{3 \cdot 8 \cdot 10^8 \left(\frac{10^{-2}}{10^8}\right)^2} = 0{,}29 \cdot 10^{-3} \text{ с}.$$

Это произойдет задолго до того, когда ток короткого замыкания достигнет своего конечного значения, т. е. высокая расчетная плотность в действительности не достигается (она является фиктивной величиной).

Эффективный предохранитель должен ограничивать ток до малой доли его расчетного значения. При малом времени разрыва цепи в сравнении с постоянной времени возрастающий ток по уравнению (22) определяется приближением

$$\frac{\delta}{\delta_\infty} = \frac{t}{T}. \qquad (28)$$

Поэтому отношение тока в момент его прерывания $t = \tau$ к наибольшему расчетному току, выраженное отношением плотностей тока, будет при использовании уравнения (25) составлять

$$\frac{\delta_\tau}{\delta_\infty} \sqrt[3]{\frac{3K}{\delta_\infty^2 T}}. \qquad (29)$$

Подставляя численные значения предыдущего примера, находим

$$\frac{\delta_\tau}{\delta_\infty}=\sqrt[3]{3\cdot 8\cdot 10^8\cdot\frac{1}{10^{16}}\cdot\frac{1}{10^{-2}}}\approx 2{,}9\%.$$

Видим, что вследствие быстродействия предохранителя прерывание происходит при очень малом значении тока по сравнению с расчетным конечным током цепи. Если требуется, чтобы предохранитель перегорал при еще меньшем токе, необходимо выбрать для вставки предохранителя более высокую фиктивную плотность тока δ_∞ из расчета его конечного значения.

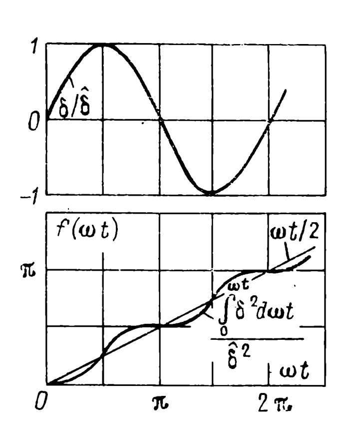


Рис. 7

Симметричный переменный ток короткого замыкания начинается с синусоиды. Поэтому плотность тока будет

$$\delta=\hat\delta\sin\omega t, \tag{30}$$

где $\hat\delta$ — амплитуда плотности тока, а ω — круговая частота. Интеграл имеет выражение

$$\int_0^t\delta^2dt=\hat\delta^2\int_0^t\sin^2\omega t\,dt=\hat\delta^2\left(\frac{t}{2}-\frac{\sin 2\omega t}{4\omega}\right). \tag{31}$$

Он возрастает ступенями, как это показано на рис. 7. Для малого промежутка времени по сравнению с периодом синусоидальной функции ее можно разложить в степенной ряд. Тогда для $t\ll 1/\omega$

$$\int_0^t\delta^2dt=\frac{\hat\delta^2}{\omega}\cdot\frac{(\omega t)^3}{3}. \tag{32}$$

Это выражение по своей структуре очень схоже с выражением (24) для нарастающего постоянного тока. Из полученного уравнения определяем время перегорания предохранителя

$$\tau=\frac{1}{\omega}\sqrt[3]{3\frac{\omega K}{\hat\delta^2}}=\sqrt[3]{\frac{3K}{(\omega\hat\delta)^2}}. \tag{33}$$

При $\omega/(2\pi)=50$ Гц и расчетной конечной плотности тока, равной, как и в предыдущем примере, $\hat\delta=10^8$ А/см^2, время прерывания тока будет

$$\tau=\sqrt[3]{\frac{3\cdot 8\cdot 10^8}{(314\cdot 10^8)^2}}=0{,}13\cdot 10^{-3}\ \text{с}.$$

Для начальной стадии процесса отношения плотностей тока, входящих в уравнение (30), можно приближенно приравнять к ωt. Выразив эту величину посредством уравнения (33), найдем отношение тока перегорания предохранителя к расчетному конечному току

$$\delta_\tau/\hat{\delta} = \omega\tau = \sqrt[3]{3\omega K/\hat{\delta}^2}. \qquad (34)$$

Это отношение имеет большое сходство с отношением (29) для постоянного тока. При тех же численных значениях, что и в предыдущем примере, предохранитель перегорит при

$$\frac{\delta_\tau}{\delta} = \sqrt[3]{\frac{3\cdot 314\cdot 8\cdot 10^8}{10^{16}}} = 4{,}2\%$$

расчетного конечного тока в цепи. Для дальнейшего уменьшения этого отношения необходимо увеличить фиктивную плотность тока.

Несимметричный переменный ток короткого замыкания начинается со смещенной косинусоиды. Поэтому плотность тока будет

$$\delta = \hat{\delta}(1 - \cos\omega t). \qquad (35)$$

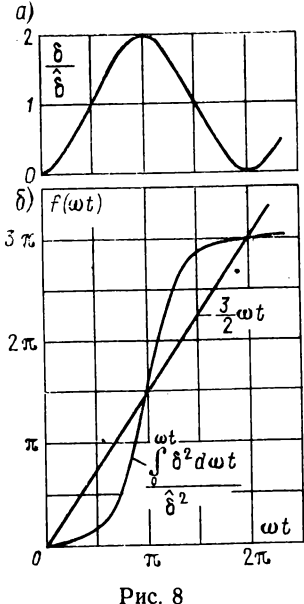


Рис. 8

Это дает интеграл

$$\int_0^t \delta^2 dt = \hat{\delta}^2 \int_0^t (1 - 2\cos\omega t + \cos^2\omega t)\, dt =$$
$$= \hat{\delta}^2 \left(\frac{3}{2} t - \frac{2\sin\omega t}{\omega} + \frac{\sin 2\omega t}{4\omega} \right), \qquad (36)$$

вычерченный на рис. 8 и имеющий гораздо более крутые ступени, чем в предыдущем случае. Для малых интервалов времени разложение функций синуса в степенные ряды вплоть до пятого порядка включительно для $t \ll 1/\omega$ дает

$$\int_0^t \delta^2 dt = \frac{\hat{\delta}^2}{\omega} \cdot \frac{(\omega t)^5}{20}. \qquad (37)$$

Ввиду того что время входит в это уравнение в пятой степени, нагревание током происходит вначале очень медленно, однако затем очень быстро нарастает.

Из уравнения (37) вычислим время перегорания предохранителя:

$$\tau=\frac{1}{\omega}\sqrt[5]{20\frac{\omega K}{\hat{\delta}^2}}=\sqrt[5]{\frac{20K}{(\omega^2\hat{\delta})^2}}. \qquad (38)$$

Это выражение имеет несколько иную структуру, чем выражение (33). Численный пример при тех же предпосылках, что и выше, теперь дает

$$\tau=\sqrt[5]{\frac{20\cdot 8\cdot 10^8}{(314^2\cdot 10^8)^2}}=7\cdot 10^{-3}\text{ с},$$

т. е. значительно больше время перегорания, чем в предыдущем примере с симметричным током.

Отношение токов, входящих в уравнение (35), можно в начальной стадии процесса приравнять к $(\omega t)^2/2$. Поэтому при использовании уравнения (38) отношение тока перегорания к расчетному амплитудному значению тока будет

$$\frac{\delta_\tau}{\hat{\delta}}=\frac{(\omega\tau)^2}{2}=\frac{1}{2}\sqrt[2,5]{20\frac{\omega K}{\hat{\delta}^2}}=\sqrt[2,5]{3,53\frac{\omega K}{\hat{\delta}^2}}. \qquad (39)$$

Это выражение незначительно отличается от выражения (34), в основном степенью корня. Предохранитель в этом случае перегорит при

$$\frac{\delta_\tau}{\hat{\delta}}=\sqrt[2,5]{\frac{3,35\cdot 314\cdot 10^8}{(10^8)^2}}\approx 1,02\%$$

расчетного амплитудного значения тока, которое, однако, равно лишь половине пикового значения тока, как это показывает рис. 8, *а*.

Поскольку никогда невозможно предвидеть, в какой момент периода переменного тока начнется короткое замыкание, всегда следует рассчитывать на самый неблагоприятный случай. С точки зрения перегорания предохранителей это очевидно будет случай симметричного тока короткого замыкания, так как при этом имеет место почти удвоенный ток перегорания, по крайней мере в нашем примере.

Если вместо расчетного конечного тока известна скорость нарастания тока после момента начала короткого замыкания, то можно вывести очень простое соотношение. Это относится к постоянному току и синусоидальному переменному току. Для этих токов, возрастающих в начале процесса линейно, начальная скорость нарастания выражается для постоянного или переменного тока условием

$$\left(\frac{d\delta}{dt}\right)_0=\frac{\delta_\infty}{T}=\omega\hat{\delta}. \qquad (40)$$

Подставляя это выражение в уравнения (25) и (33), в обоих случаях получим одну и ту же формулу для времени перегорания предохранителя

$$\tau=\sqrt[3]{\frac{3K}{(d\delta/dt)_0^2}}. \qquad (41)$$

Плотность тока в момент его прерывания также одинакова для постоянного и переменного тока и получается подстановкой уравнения (40) в уравнения (29) и (34):

$$\delta_\tau=\sqrt[3]{3K\left(\frac{d\delta}{dt}\right)_0}. \qquad (42)$$

Конечно, эти соотношения можно было бы вывести и непосредственно из интеграла типа (9). Интересно отметить, что плотность тока, а следовательно, и ток перегорания предохранителя пропорциональны корню кубическому из нарастания тока короткого замыкания во времени. В соответствии с этим даже значительное изменение $d\delta/dt$ вызывает лишь умеренное изменение тока перегорания.

Быстродействующие токоограничивающие предохранители имеют особое значение для защиты маломощных цепей, питаемых от сетей большой мощности, причем в этом случае отношение тока короткого замыкания к номинальному току очень велико. Если бы для этой цели применялись механические прерыватели, действующие значительно медленнее, то для этого потребовались бы силовые выключатели с разрывной мощностью, равной полной мощности короткого замыкания системы.

Приведенные численные примеры показывают, что токоограничивающие предохранители разрывают цепь уже при токах, составляющих очень малую часть возможного тока, если выбрана достаточно большая фиктивная плотность тока вставки предохранителя. Это включает в себя также и условие, что номинальный ток тоже должен иметь значительную плотность, хотя и существенно меньшего порядка. При этом во избежание перегрева вставки предохранителя при номинальной работе ее необходимо выполнять из материала с хорошей электропроводностью и обеспечивать интенсивное охлаждение. Это обеспечивается, например, при изготовлении плавких вставок из серебра, применении очень тонких проволок, причем при небходимости несколько таких проволок могут включаться параллельно, чтобы получить сравнительно большую вероятность охлаждения, а также помещаться в изолирующий кристаллический порошок, обладающий высокой теплопроводностью.

В высоковольтных сетях напряжение на вставках предохранителей остается всегда малым по сравнению с напряжением сети, даже в момент перегорания вставки, когда сопротивление металла резко возрастает. Однако в сетях низкого напряжения, а также при испытаниях высоковольтных предохранителей под номинальным током, но с пониженным напряжением возрастающее сопротивление предохранителя может значитель уменьшать ток. В таких случаях работы почти с неизменным напряжением время разрыва цепи значительно увеличивается в сравнении со временем перегорания в режиме неизменного тока.

РАЗДЕЛ ШЕСТОЙ

МАГНИТНОЕ НАСЫЩЕНИЕ В НЕПОДВИЖНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЯХ

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ТРЕТЬЯ

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВЫСШИХ ГАРМОНИЧЕСКИХ

Для того чтобы электрические установки и системы могли эффективно работать, необходимо, чтобы изменение тока и напряжения во времени происходило по возможности без каких-либо отклонений от наиболее благоприятного режима. В установках и сетях постоянного тока желательно, чтобы ток и напряжение были неизменны, так как при колебаниях напряжения лампочки мигают, а двигатели работают лишь со средней нагрузкой, и, кроме того, меняют свою частоту вращения. В системах переменного тока изменение напряжения и тока должно быть синусоидальным, поскольку основные потребители трехфазного тока — асинхронные двигатели — для создания своих рабочих вращающихся полей нуждаются в чисто синусоидальных напряжениях и токах. Любое отклонение от синусоидальной формы приводит к появлению в двигателях паразитных полей, не только бесполезно расходующих энергию, но и снижающих полезный вращающий момент двигателя.

Наконец, любое отклонение от желательного характера изменения постоянного или переменного тока, сопровождаемое образованием напряжений и токов более высокой частоты, приводит к многочисленным нарушениям нормальных режимов работы как в самой электрической сети, так и вне ее. Они могут создавать значительные перенапряжения и сверхтоки с их опасными воздействиями в виде пробоев и перегораний, а также приводить к появлению шума и качания машин, искрению щеток на коллекторах и сильному влиянию на соседние линии, особенно линии связи.

Отклонения постоянного тока и напряжения от заданного характера изменения, а переменного тока и напряжения от синусоидального изменения проявляются в виде высших гармонических. На рис. 1 кроме постоянной величины, а на рис. 2 кроме основного колебания показаны типичные высшие гармонические u_n для обоих видов напряжения — постоянного и

переменного. Причины их появления кроются в конструкции и принципе действия вращающихся электрических машин, трансформаторов, выпрямителей, аппаратов и линий передачи.

Периодические колебания, форма кривых которых точно повторяется через определенное время, можно на основании теоремы Фурье представить в виде суммы синусоидальных и косинусоидальных колебаний, частоты которых кратны основной частоте. Следовательно, периодическую функцию $f(\omega t)$ с основной круговой частотой ω можно разложить в ряд

$$f(\omega t) = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + A_4 \cos 4\omega t + \\ + \ldots + B_1 \sin \omega t + B_2 \sin 2\omega t + B_3 \sin 3\omega t + B_4 \sin 4\omega t \ldots \quad (1)$$

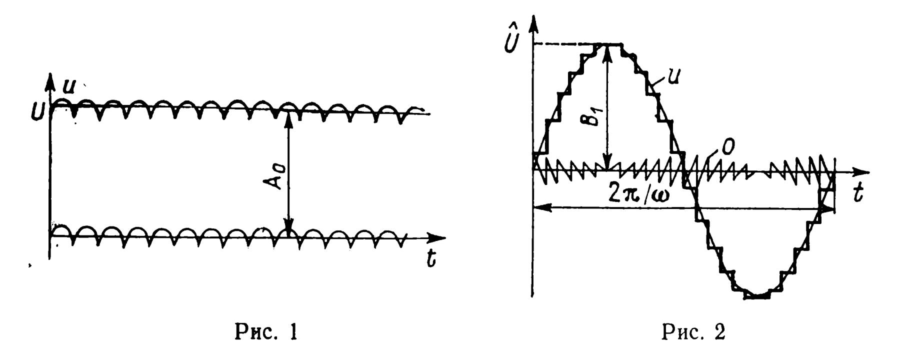


Рис. 1 Рис. 2

Слагаемое A_0 появляется только в тех случаях, когда кривая имеет апериодическую составляющую; A_n и B_n представляют собой амплитуды колебаний n-го порядка, а $n\omega$ — круговую частоту n-го составляющего колебания. Если кривые имеют более или менее плавные переходы, то амплитуды составляющих колебаний быстро убывают с повышением их порядкового числа n, так как существенное значение имеют только составляющие колебания низших порядков. Зубчатые кривые содержат также и более высокие гармонические с заметными амплитудными значениями.

На рис. 3 приведена кривая, которая содержит одну 3-ю гармоническую с амплитудой 25% и одну 5-ю гармоническую с амплитудой 12% амплитуды основного колебания. На рис. 4 построена кривая, содержащая только 13-ю гармоническую с амплитудой, равной 10% среднего значения основного колебания. Если положительная и отрицательная полуволны кривой имеют одинаковую форму, то все четные гармонические отсутствуют. В случае четной функции, когда кривая симметрична относительно оси ординат, как это представлено на рис. 3, ее разложение состоит только из косинусоидальных

членов, а в случае нечетной функции, как на рис. 4, при разложении получаются только синусоидальные члены.

Разложение заданной кривой в гармонический ряд по уравнению (1) является произвольным. В некоторых случаях можно было бы с успехом применить разложение по другим функциям. Однако метод гармонического анализа дает особые преимущества при рассмотрении различных колебательных процессов, так как решение линейных дифференциальных уравнений, описывающих эти колебания, наиболее удобно выража-

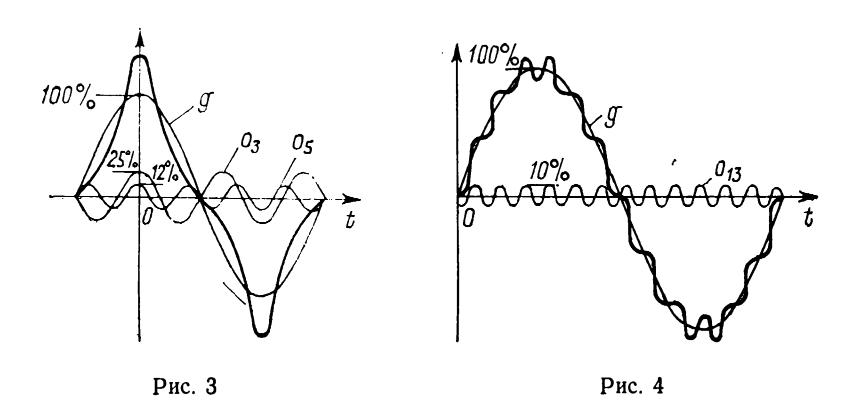


Рис. 3 Рис. 4

ются через гармонические функции. Поскольку такие уравнения встречаются в задачах, связанных со многими проблемами электротехники, то метод гармонического анализа находит широкое практическое применение. Нельзя, однако, упускать из вида, что при исследовании многих явлений разложение на гармонические составляющие не способствует более глубокому проникновению в физику процесса, в частности когда необходимо рассматривать характер кривых в целом либо их отдельных участков.

1. Формы кривых для электрических машин и выпрямителей

В машинах постоянного тока и коллекторных машинах переменного тока наличие коллектора приводит к появлению высших гармонических токов и напряжений. Они вызываются тем, что отдельные пластины коллектора последовательно пробегают под щетками, причем при закорачивании двух соседних пластин одной щеткой между ними образуются токи короткого замыкания. Ввиду конечного числа пластин коллектора при вращении ротора непрерывно возникают небольшие несиммет-

рии в электрической цепи, которые проявляются в быстрых колебаниях напряжения и тока. Частота этих колебаний определяется числом пластин коллектора и частотой его вращения.

Далее, поскольку во всех машинах постоянного и переменного тока активные проводники размещаются по окружности

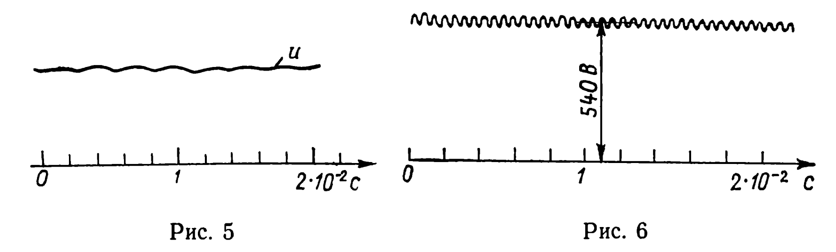


Рис. 5

Рис. 6

ротора или статора в пазах, разделенных между собой зубцами, так что поверхности оказываются неравномерными, то помимо желаемого напряжения возникают также колебания напряжения, называемые зубцовыми или пазовыми пульсациями, обусловленные конечным числом пазов; их частота определяется числом пазов и частотой вращения машины. Эти

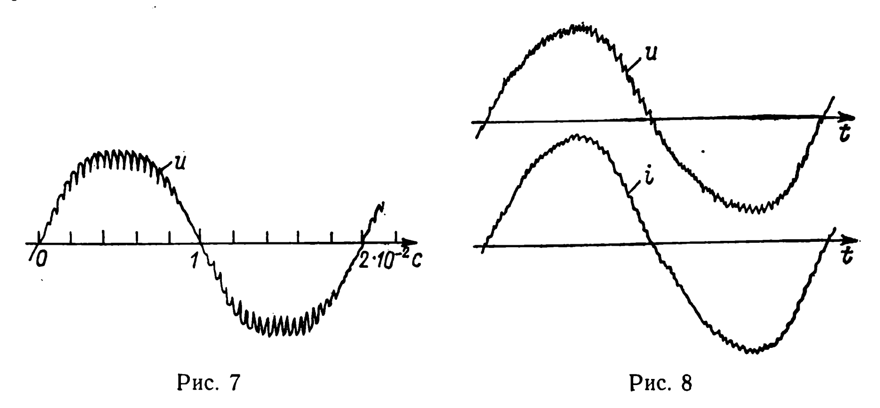


Рис. 7

Рис. 8

помехи можно значительно сократить, предусмотрев увеличенное число узких пазов или соответствующий скос зубцов.

На рис. 5 приведена осциллограма напряжения холостого хода генератора постоянного тока с характерной волнистостью, вызванной коллектором. На рис. 6 воспроизведена кривая напряжения одноякорного синхронного преобразователя при работе с нормальной нагрузкой. Рис. 7 показывает кривую напряжения, наведенного в асинхронном двигателе, а рис. 8 дает изменение тока и напряжения однофазного тягового коллекторного двигателя при полной нагрузке. Из всех приведенных кри-

вых видно, что, кроме апериодических составляющих или основных колебаний, возникают также и высшие гармонические, искажающие плавный ход кривой.

Весьма значительны высшие гармонические, образующиеся в преобразователях тока, особенно если они выполняются с малым числом фаз. Поскольку такие преобразователи работают с прерываемыми токами, их неравномерность проявляется не только на стороне постоянного, но и на стороне переменного тока. На рис. 9 изображена кривая напряжения на стороне постоянного тока, а на рис. 10 приведены кривые тока и напряжения на стороне переменного тока шестифазного выпрямителя

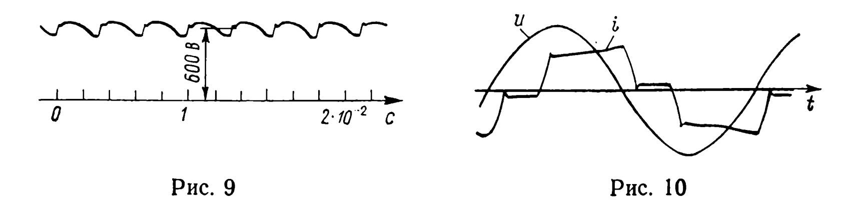


Рис. 9 Рис. 10

трехфазного тока при полной нагрузке. На стороне постоянного тока возникают прежде всего шестые и кратные им гармонические, а на стороне переменного тока — гармонические пятого и седьмого, а также одиннадцатого и тринадцатого порядков. Поскольку ток каждого анода в отдельности имеет почти прямоугольную форму, амплитуды гармонических обратно пропорциональны их порядковым числам n. Однако в трехфазных системах исчезают все гармонические с порядковыми числами n, кратными трем, а если выпрямитель имеет m анодов, то отсутствуют также и все гармонические, порядок которых ниже $n = m \pm 1$. Поэтому выпрямитель с 12 анодами создает на стороне переменного тока гармонические одиннадцатого, тринадцатого и, как правило, более высокого нечетного порядка.

Высшие гармонические приобретают особенно большое значение, когда управление электрической дугой производится извне, например путем искусственной задержки ее зажигания или ее гашения с опережением в течение каждого периода горения. Кривая тока электрической дуги таких управляемых выпрямителей или инверторов характеризуется резкими скачками, которые почти нарушают непрерывность кривой тока, так что приходится предусматривать специальные сглаживающие контуры для того, чтобы избежать соответствующих скачков в кривой напряжения сети. Вышесказанное в равной мере относится также и к управляемым полупроводниковым выпрямителям (тиристорам), применение которых в настоящее время расширяется.

В синхронных машинах, служащих для генерирования переменного тока, для получения синусоидальной формы кривой напряжения требуется, чтобы пространственное изменение плотности магнитного потока по активной окружности ротора также происходило по закону синуса. Даже если путем придания соответствующей формы магнитным полюсам удается добиться синусоидального характера изменения индукции по окружности ротора на холостом ходу, то при нагрузке в машине образуются поля, вызываемые реакцией якоря, которые при трехфазном и особенно при однофазном токе обусловливают значительное искажение индукции холостого хода. Сильные искажения возникают также при коротких замыканиях, особенно однополюсных, а также при удаленных коротких замыканиях на таких расстояниях от электростанции, что напряжение на зажимах проваливается не полностью. Только путем соответствующего исполнения обмоток, при котором они не поддаются влиянию искажения пространственного изменения индукции, удается добиться практически синусоидальной формы кривых напряжения как на холостом ходу, так и при нагрузках и перегрузках. Если индукция изменяется в пространстве не синусоидально, а также при неблагоприятном расположении обмоток синхронных генераторов, могут создаваться высшие гармонические со значительными амплитудами. При гармоническом анализе они имеют частоты, которые в случае симметричных магнитных полюсов всегда являются только нечетными кратными по отношению к основной частоте.

На рис. 11—16 приведен ряд осциллограмм, характеризующих пространственное изменение индукции B, а также фазные $u_{\text{нейтр}}$ и линейные $u_{\text{пров}}$ напряжения различных генераторов трехфазного тока. Кривые на рис. 11 относятся к турбогенератору, имеющему ротор с большим числом пазов, что является причиной появления ряда высших гармонических напряжения. На рис. 12 показаны кривые при холостом ходе турбогенератора с малым числом пазов на роторе, который имеет настолько удачно выбранную схему обмотки, что его междуфазное напряжение сохраняет, как показывает рис. 13, синусоидальную форму даже при нагрузке машины сильно искаженным током i и при большом отклонении пространственного изменения индукции от синусоидального характера. На рис. 14 изображено неблагоприятное, на рис. 15 — несколько лучшее и на рис. 16 — почти синусоидальное изменение индукции в явнополюсных генераторах трехфазного тока. Соответствующие фазные и линейные напряжения удовлетворяют только в последнем случае тем строгим требованиям, которые предъявляются к ним в отношении синусоидальной формы.

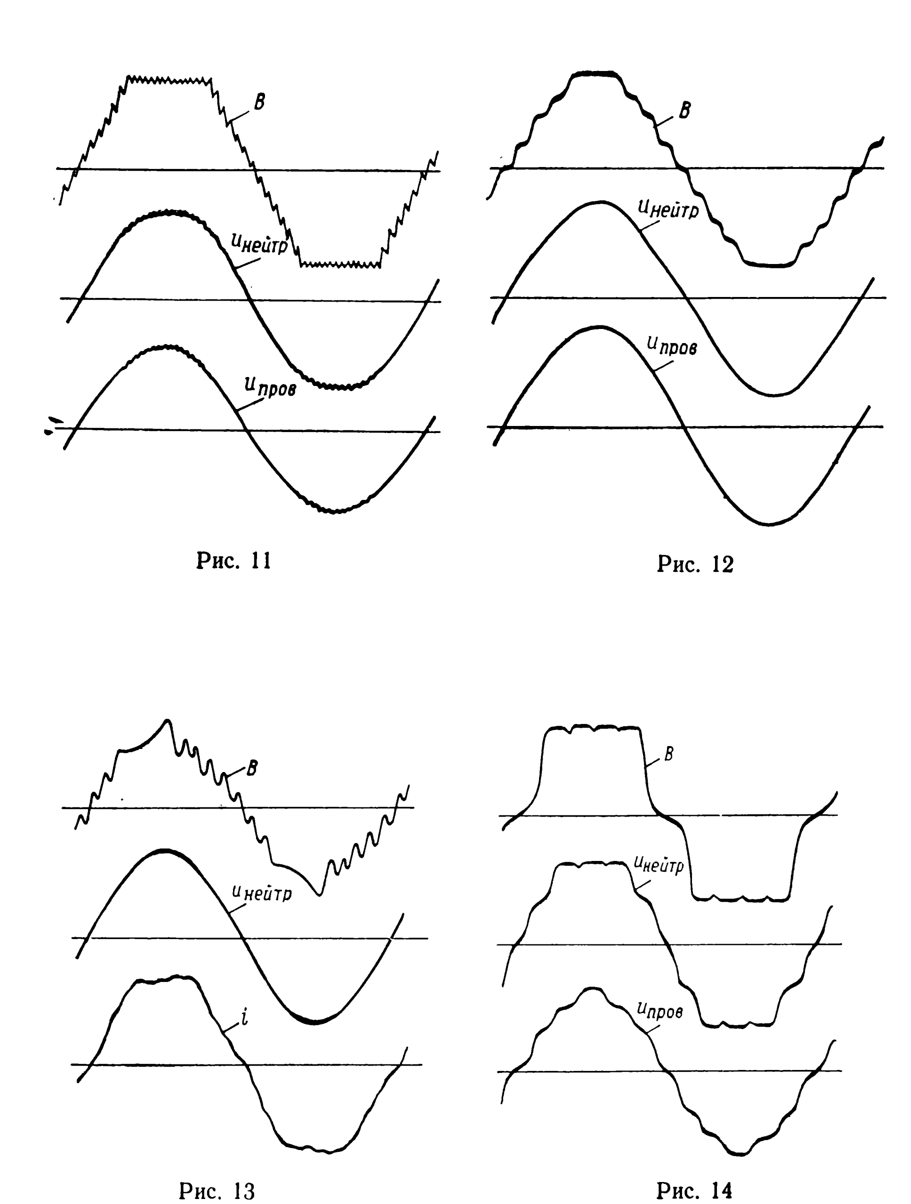


Рис. 11

Рис. 12

Рис. 13

Рис. 14

Из приведенных осциллограмм видно, что кривые напряжений содержат значительные высшие гармонические, если машина спроектирована и изготовлена недостаточно тщательно.

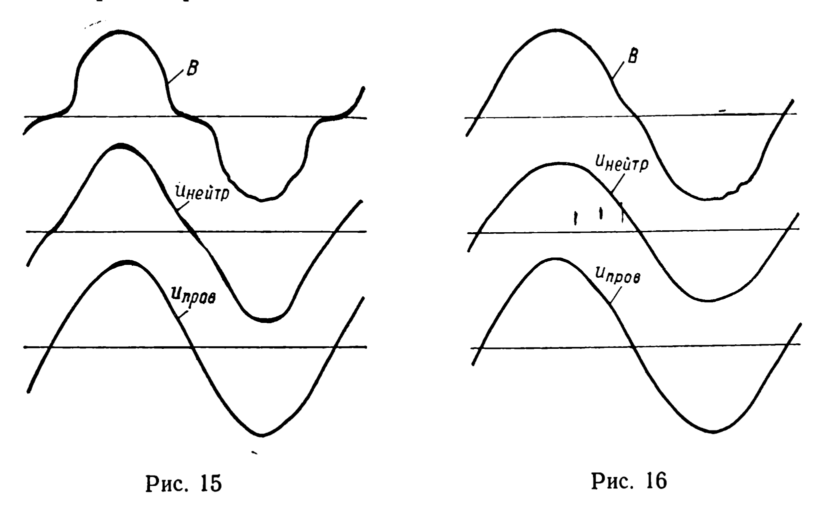


Рис. 15 Рис. 16

При этом высшие гармонические появляются как в двигателях, так и в генераторах. Возникнув в машинах, они попадают в сеть и накладываются на постоянное напряжение или на основные колебания напряжения. Мы уже видели ранее, что высшие гармонические могут стать причиной серьезных помех. Рис. 17

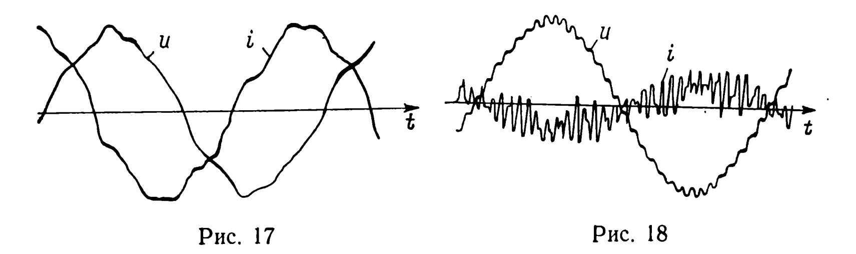


Рис. 17 Рис. 18

показывает, до какой степени искажения иногда доходят кривые напряжения и тока некоторых потребителей. На рис. 18 и 19 приведены осциллограммы напряжений и токов, снятые в двух сетях передачи трехфазного тока. Высшие гармонические здесь настолько сильны, что в емкости высоковольтных линий возникают высшие гармонические тока, амплитудные значения которых частично превышают соответствующие значения основных колебаний и вызывают бесполезные джоулевы потери мощности в сети.

В результате несимметрии обмоток электрических машин пространственное изменение индукции может содержать также субгармонические колебания. Они создают напряжения и токи с частотами, равными лишь некоторой части основной частоты, и могут вызывать пульсирующие механические силы. Поэтому все машины ответственного назначения принято выполнять с симметричными обмотками.

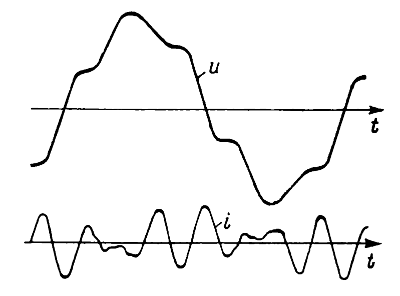


Рис. 19

2. Искажение формы кривой, вносимое трансформаторами, реакторами и линиями

Указанные выше колебания, нарушающие нормальную работу электрических установок и систем, возникают преимущественно в результате особенностей вращающихся электрических

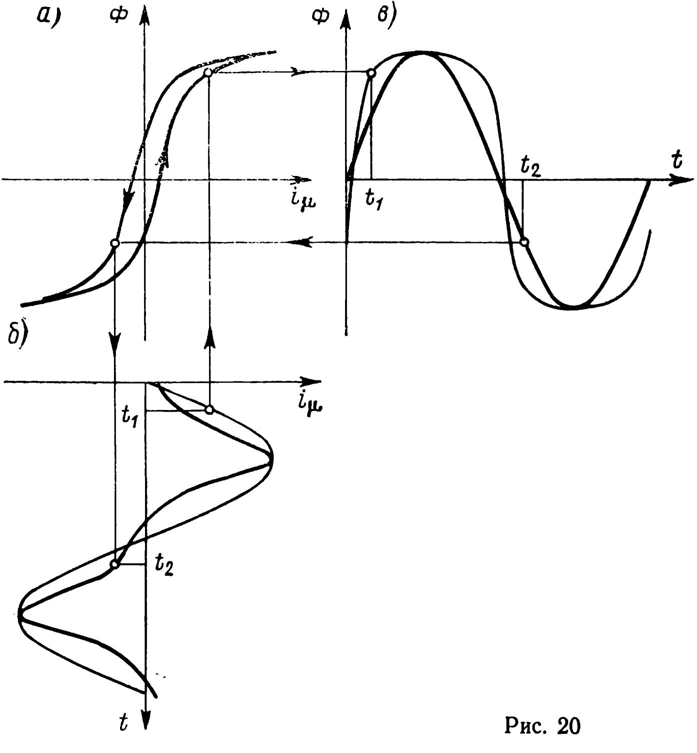


Рис. 20

машин. Однако трансформаторы и реакторы с сильно насыщенными стальными сердечниками также могут становиться источником высших гармонических. На рис. 20, *а* показана взаимосвязь между магнитным потоком Ф в активной стали и намагничивающим током i_μ. Если обеспечить синусоидальное изменение этого тока во времени в соответствии с кривой, вычерченной на рис. 20, *б* тонкой линией, то магнитный поток будет изменяться во времени по уплощенной кривой. Эта кривая строится по точкам, снимаемым с кривой намагничивания и вы-

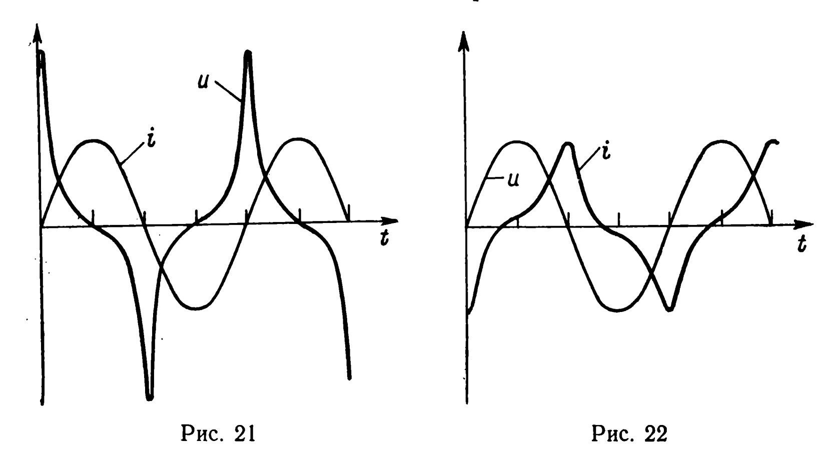


Рис. 21 Рис. 22

ражающим значения потока, соответствующие разным значениям тока в зависимости от времени (см., например, кривую, вычерченную тонкой линией на рис. 20, *в*). Напряжение, наведенное на обмотке трансформатора, определяется изменением во времени этого потока $d\Phi/dt$ и может быть найдено путем дифференцирования указанной выше кривой. Кривая напряжения, имеющая резко выраженную пикообразную форму, построена на рис. 21 вместе с кривой изменения тока.

Если же, с другой стороны, добиться синусоидального характера изменения напряжения, то и магнитный поток будет также изменяться синусоидально в соответствии с кривой, вычерченной жирной линией на рис. 20, *в*. При этом из сети забирается намагничивающий ток, который можно определять по точкам характеристики на рис. 20, *а*. Кривая изменения этого тока во времени показана жирной линией на рис. 20, *б*. Эта кривая также имеет пикообразную форму, и она еще раз вычерчена вместе с соответствующей кривой напряжения на рис. 22.

Отсюда видно, что в результате действия магнитного насыщения стального сердечника происходят значительные искажения кривых тока и напряжения. При синусоидальном напря-

жении на обмотке трансформатора получается пикообразный намагничивающий ток, который содержит значительные высшие гармонические, кратность которых составляет по отношению к основной частоте 3, 5, 7 и т. д. Синусоидальный характер изменения намагничивающего тока дает, напротив, пикообразную кривую напряжения с высшими гармоническими, кратность которых по отношению к основному колебанию равна 3, 5, 7 и т. д. Эти высшие гармонические могут вызывать в электроэнергетических системах такие же вредные явления, как и высшие гармонические, создаваемые вращающимися электрическими машинами.

Магнитный гистерезис активной стали, растягивающий в разные стороны восходя-

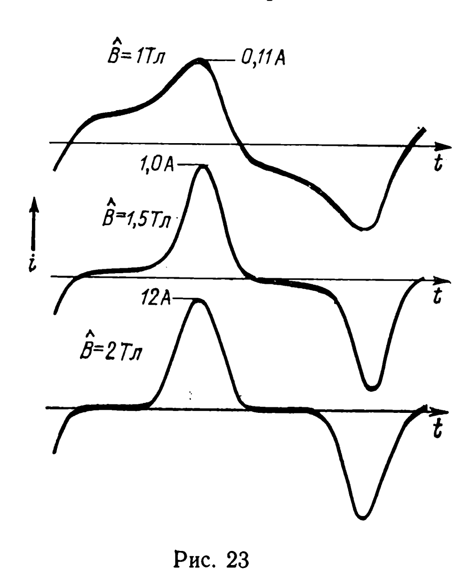


Рис. 23

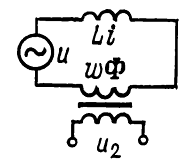


Рис. 24

щую и нисходящую ветви кривой намагничивания на рис. 20, вызывает небольшую асимметрию пикообразных кривых тока и напряжения без каких-либо иных вредных последствий.

На рис. 23 приведены снятые путем осциллографирования кривые изменения намагничивающего тока ненагруженного трансформатора с полностью замкнутым стальным магнитопроводом, питаемого приблизительно синусоидальным напряжением. Ток снимался при трех различных плотностях магнитного потока.

Высшие гармонические намагничивающего тока замыкаются через линии электропередачи, и прежде всего через источник питания, создавая при этом неблагоприятную нагрузку этих элементов системы, в результате чего может произойти искажение формы кривой напряжения. Поскольку высшие гармонические создаются только токами, намагничивающими стальной сердечник, вследствие чего их амплитудные значения, как пра-

вило, малы по сравнению с амплитудами общего тока установки, вызываемые ими искажения формы кривых тока и напряжения обычно незначительны. Однако при работе отдельных частей системы в холостом режиме или при явлениях резонанса высшие гармонические могут иногда оказывать весьма заметное влияние.

Существенные искажения могут появиться в том случае, когда задан характер изменения тока и в соответствии с рис. 21 создаются значительные высшие гармонические напряжения. Однако в цепи при наличии стального сердечника нелегко осуществить поддержание чисто синусоидального тока, так как характер изменения тока обычно значительно искажается под влиянием пикообразных напряжений.

Часто электрическая цепь с замкнутым стальным магнитопроводом по рис. 24 включается последовательно с индуктивностью, в которой сердечник отсутствует, причем напряжение на этой индуктивности в точности пропорционально изменению тока. На рис. 25, *а* изображена характеристика $\Psi(i)$ такой электрической цепи, получающаяся в результате суммирования прямой Li и кривой магнитного насыщения $w\Phi$, которая при высоком насыщении уже при протекании очень малых токов почти достигает своего конечного значения. Напряжение на этой электрической цепи равно

$$u = L\frac{di}{dt} + w\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt}(Li + w\Phi) = \frac{d\Psi}{dt}. \qquad (2)$$

Следовательно, при синусоидальной форме приложенного напряжения u общий поток Ψ изменяется во времени согласно рис. 25, *б* также синусоидально, так что получается характеристика тока с некоторым уступом, по рис. 25, *в*. Кроме того, на рис. 25, *б* можно путем переноса отдельных точек магнитной характеристики выделить обе составляющие потока и получить посредством дифференцирования на рис. 26, *а* кроме общего напряжения u также и напряжение u_Φ на индуктивности без стали; рис. 26, *а* показывает кривую остаточного напряжения u_L, появляющегося на катушке со стальным сердечником. Напряжение u_Φ состоит из синусоидального колебания с небольшим амплитудным значением и высокого пика напряжения, наложенного на синусоиду и почти равного амплитудному значению $\hat{u}$ общего напряжения. Слабое синусоидальное колебание соответствует небольшому подъему характеристики $\Phi(i)$ при больших токах, а пикообразное напряжение — быстрому изменению во времени потока Φ при переходе тока через нуль. Согласно рис. 25, *в* в районе перехода тока через нуль как сам ток, так и напряжение на индуктивности без стали очень малы.

В течение этого времени полное напряжение сети приложено к катушке со стальным сердечником. Поэтому в обмотках реле, измерительных трансформаторов тока с разомкнутой вторичной обмоткой, а также последовательно включенных силовых трансформаторов и аппаратов со стальными сердечниками, замкну-

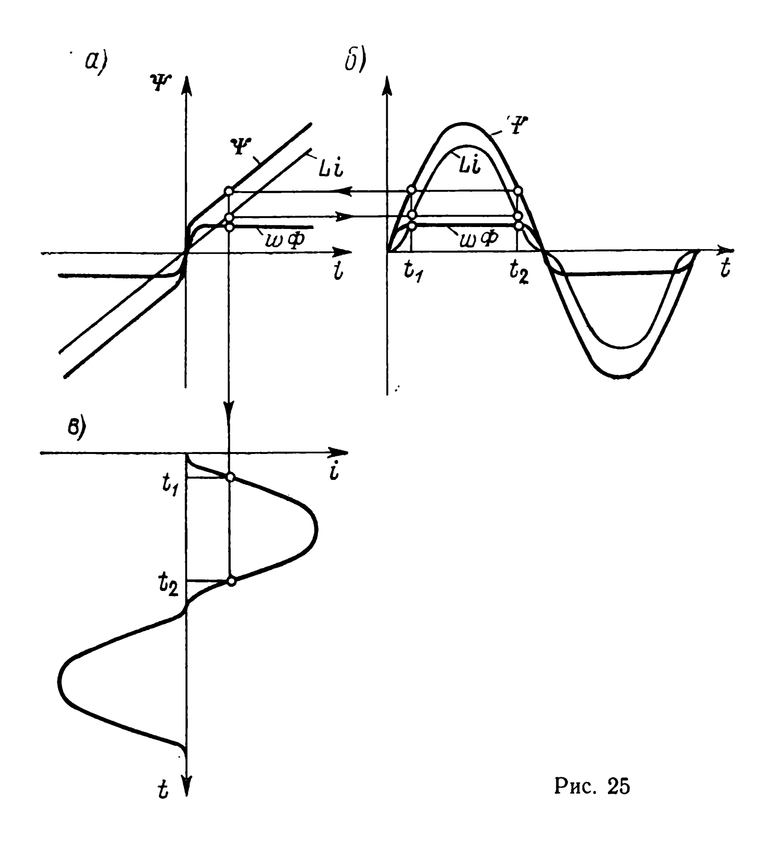


Рис. 25

тыми полностью или почти полностью, могут возникать значительные напряжения пикообразной формы, когда через обмотки проходят сильные токи короткого замыкания, перенасыщающие стальные элементы и ограничиваемые, вообще говоря, только индуктивностью без стали. На рис. 27 приведены построенные по осциллограммам характеристики изменения тока и напряжения такой катушки, причем большие перенапряжения частот приводят к пробою изоляции. Это явление можно устранить путем исполнения магнитопровода разомкнутым (предусмотрев в магнитном контуре воздушный зазор) или же путем установки замкнутой вторичной (демпферной) обмотки.

Для многих областей применения весьма желательно наличие резких пиков напряжения. Так, например, пикообразные импульсы успешно применяются для управления выпрямителями, инверторами и другими аналогичными аппаратами. Такое управляющее напряжение при какой-либо заданной фазе основного тока можно получить при помощи небольшой катушки с сердечником из высококачественного намагничивающегося ма-

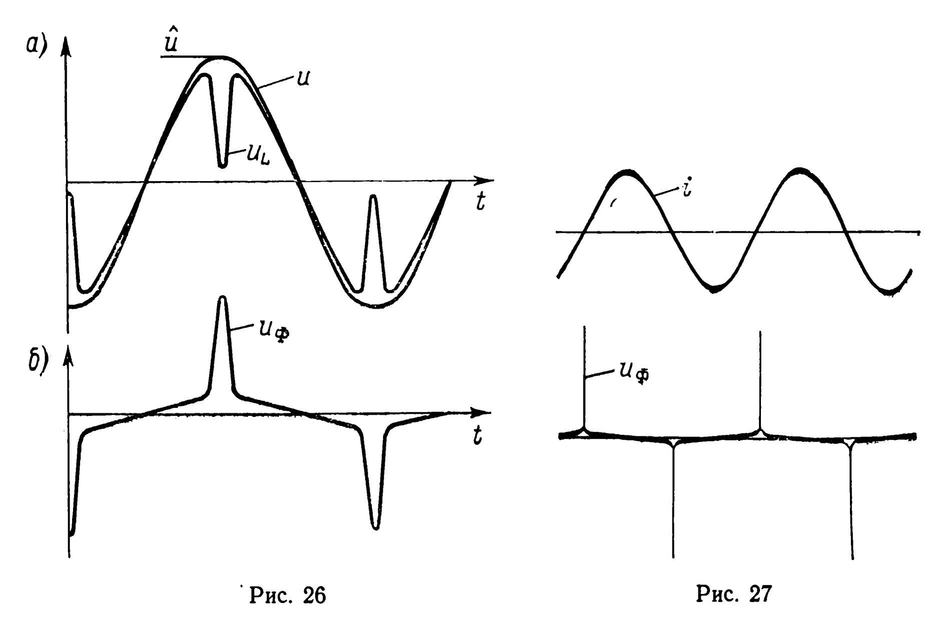


Рис. 26 Рис. 27

териала, магнитные характеристики которой, круто поднимаясь, пересекают ось абсцисс, как показано на рис. 25, *а*.

Обозначив предельное отношение потоков в воздухе и стали в момент перехода тока через нуль в соответствии с рис. 25, *а* через

$$\lim_{i \to 0} \frac{Li}{w\Phi} = \left(\frac{Li}{w\Phi}\right)_0 = \varkappa, \tag{3}$$

получим из уравнения (2) амплитудное значение напряжения сети

$$\hat{u} = \left(\frac{d\Psi}{dt}\right)_0 = (1+\varkappa)\left(w\frac{d\Phi}{dt}\right)_0. \tag{4}$$

Поэтому пик напряжения на катушке со стальным сердечником в этот момент времени будет

$$\hat{u}_\Phi = \left(w\frac{d\Phi}{dt}\right)_0 = \frac{\hat{u}}{1+\varkappa}. \tag{5}$$

При полностью замкнутом магнитопроводе $\varkappa$ бывает иногда очень малым, так что пик напряжения определяется в основном приложенным к цепи напряжением. Если трансформатор с замкнутым стальным магнитопроводом по рис. 24 имеет одну вторичную обмотку, то ее напряжение увеличивается в соответствии с отношением чисел витков. Поэтому в трансформаторе тока на 10 кВ и 100 А, вторичная обмотка которого рассчитана на 5 А, при случайном размыкании образуется пик напряжения

$$\hat{u}_{2\Phi} = 10\sqrt{2} \cdot \frac{100}{5} = 283 \text{ кВ},$$

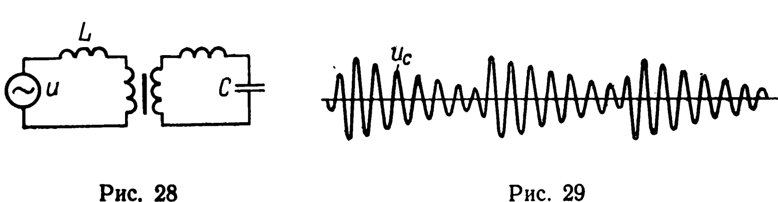


Рис. 28 Рис. 29

если внешняя индуктивность при одновременном коротком замыкании сильно уменьшится. Это может произойти при аварии или при перегорании предохранителя под действием тока короткого замыкания.

Трансформатор, показанный на рис. 28, питается со стороны низшего напряжения через значительную индуктивность, которая может включать в себя также индуктивности рассеяния генератора и трансформатора. При этом напряжение на трансформаторе с насыщенным магнитопроводом даже при синусоидальном напряжении генератора имеет пикообразную форму кривой, пики которой, правда, не так остры, как на рис. 26. Если собственная частота цепи высшего напряжения совпадает с частотой возникающих при этом высших гармонических, то образуется высокочастотное напряжение с большой амплитудой, которое может оказаться опасным для всей установки.

При работе в режиме с сильным насыщением стали, вследствие чего на колебательный контур оказывают воздействие высокие пики напряжения с переменным знаком в соответствии с рис. 27, в контуре могут при резонансе возбуждаться любые высокие собственные частоты нечетного порядка. На рис. 29 приведена осциллограмма, из которой видно, что каждый импульс напряжения вновь возбуждает высшие гармонические, равные 15-кратной собственной частоте, которые несколько затухают под демпфирующим действием цепи и вновь возникают при следующем импульсе.

Изображенный на рис. 28 последовательный колебательный контур реагирует главным образом на высшие гармонические напряжения. В сильноточных электрических сетях часто содержатся параллельно соединенные индуктивности и емкости, энергично реагирующие на высшие гармонические тока. На рис. 30 показан трансформатор T с насыщенным магнитопроводом, питающий колебательный контур, состоящий из емкости C высоковольтной сети и индуктивности L, обусловленной не только сетью, но и потребителями тока, генераторами и индуктивностью рассеяния обмотки самого трансформатора. Поскольку в магнитопроводе трансформатора под действием про-

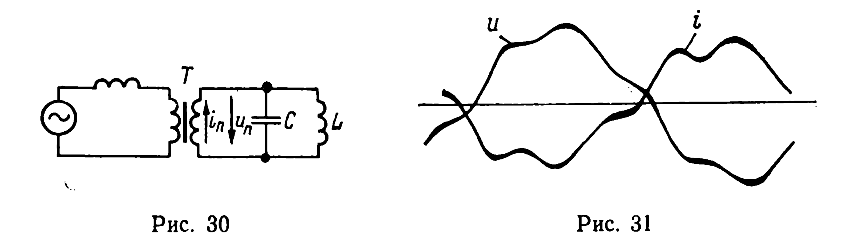


Рис. 30 Рис. 31

странственного изменения индукции образуются высшие гармонические тока определенной частоты, они должны замыкаться через внешние провода. Последние обычно имеют лишь умеренные активные сопротивления. Однако если их емкость и результирующая индуктивность находятся в резонансе по току для какой-либо высшей гармонической n-го порядка, то они имеют при соответствующей частоте очень высокое сопротивление и допускают поэтому протекание тока i_n только при образовании высшей гармонической напряжения u_n с большим амплитудным значением. Последняя распространяется по всей сети и может вызывать серьезные нарушения ее работы. На рис. 31 показаны соответствующие осциллограммы тока и напряжения в сети, в которой из-за намагничивающих токов некоторых трансформаторов особенно резко проявляется их пятая гармоническая. Явление немедленно исчезает как при отключении этих трансформаторов, так и при значительном изменении нагрузки сети и нарушении условий резонанса по току.

Аналогичные высшие гармонические вызываются также любым отклонением вольт-амперной характеристики электрической цепи от линейной. Из рис. 6 в главе 28 видно, что в электрической дуге переменного тока кривая напряжения имеет уплощенную форму, а кривая тока — заостренную форму, так что обе они содержат значительные высшие гармонические. Вследствие этого при определенных условиях возбуждаются собст-

венные колебания повышенной частоты, которые при коммутации электрической дуги могут приводить к значительным перенапряжениям.

Явление коронного разряда, возникающее на проводах высоковольтных линий при превышении определенного предельного

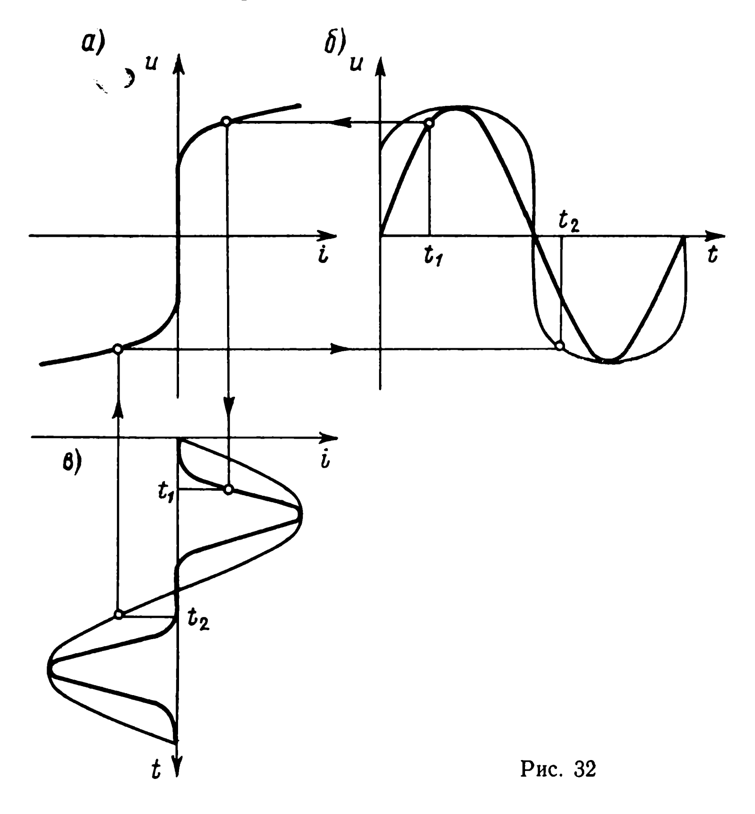


Рис. 32

напряжения и вызывающее, кроме того, быстрое повышение тока, также создает высшие гармонические тока или напряжения. На рис. 32, *а* приведена вольт-амперная характеристика коронного разряда такой линии, которая показывает, что при синусоидальном токе тлеющего разряда напряжение должно изменяться по утолщенной кривой (рис. 32, *б*) и содержит поэтому кроме основных колебаний также и высшие гармонические с большими амплитудными значениями, в то время как при синусоидальном напряжении кривая тока имеет острые пики со значительными высшими гармоническими (рис. 32, *в*).

Можно сделать общий вывод, что любое отклонение электрической или магнитной характеристики от линейной вызывает

пропорциональное изменение высших гармонических, которые могут стать причиной опасных нарушений работы системы. В табл. 1 сопоставляются высшие гармонические, образующиеся в сильноточных цепях, и указываются частоты наиболее важных гармонических.

Таблица 1

Образование высших гармонических

Место и причина возникновения	Частота: Кратность по отношению к основной частоте	Частота: Гц
Электрические машины		
Коллектор и щетки	Равна числу пластин на пару полюсов	500—3000
Зубцы и пазы	Равна числу пазов на пару полюсов ± 1	250—3000
Искаженное изменение индукции	3, 5, 7, ...	150—1000
Несимметричная обмотка	Дробная	5—25
Преобразователи тока		
На стороне постоянного тока	2, 4, 6, ...	100—1000
На стороне переменного тока	3, 5, 7, ...	150—1000
Цепи с нелинейной характеристикой		
Магнитное насыщение и гистерезис	3, 5, 7, ...	150—1000
Электрическая дуга и искра		150—5000
Коронный разряд		150—1000
Полупроводники		150—1000

3. Высшие гармонические в трехфазных системах

В сетях трехфазного тока особое значение имеет третья и все кратные ей высшие гармонические. Как показано на рис. 33, три синусоиды основных колебаний симметричной трехфазной системы смещены во времени одна относительно другой на $^1/_3$ периода. Высшие гармонические трех наружных проводов, которые показаны отдельно на рис. 33, отстают друг от друга на такой же интервал времени. Ввиду того что $^1/_3$ периода основного колебания равна полному периоду третьей высшей гармонической, очевидно, что третьи гармонические тока и напряжения во всех трех наружных проводах трехфазных цепей имеют одинаковую фазу. Следовательно, их переменные токи или напряжения при соединении звездой по рис. 34 во всех

трех фазах генератора или потребителя тока направлены в каждый момент времени одинаково, либо к нейтрали, либо от нее, как показано на рисунке стрелками. Таким образом, сеть трехфазного тока в целом будет находиться относительно нулевой точки обмотки под напряжением тройной частоты, в то время как между проводами симметричной системы напряжения этой частоты возникать не будут. Отсюда следует, что, пока нейтраль изолирована, третьи гармонические напряжения при нормальной схеме протекания тока проявить себя не могут.

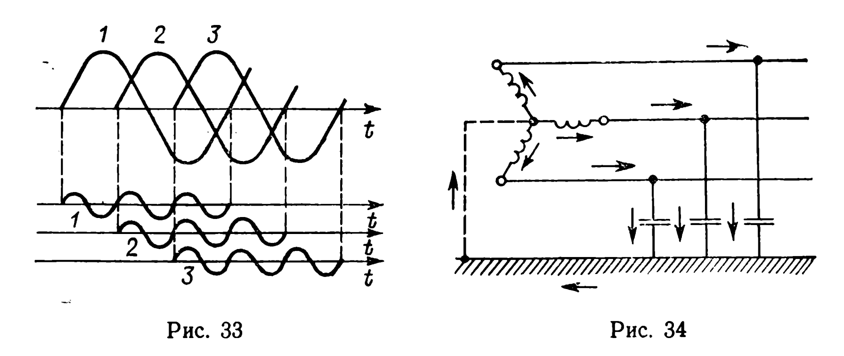


Рис. 33 Рис. 34

Если же нулевая точка трехфазной системы заземлена, как на рис. 34, либо непосредственно, либо через активное или индуктивное сопротивление, то напряжения с тройной основной частотой будут создавать зарядные токи в емкости всей сети относительно земли и могут при этом оказывать сильное влияние на соседние линии проводной связи. То же самое справедливо и для напряжения девятой, пятнадцатой и других высших гармонических, равных $3(2n+1)$ основной частоты. Поскольку высшие гармонические тока проходят и через индуктивность обмоток, то ввиду их высокой частоты при большой емкости проводов сети в определенных условиях может возникать резонанс с теми собственными частотами сети, которые соответствуют распределению токов, показанному на рис. 34. Такие явления наблюдались прежде всего в сетях с сильно насыщенными трансформаторами, вызывающими в соответствии с изображенными на рис. 21 кривыми третьи гармонические напряжения с большим амплитудным значением. Они могут также встречаться в высоковольтных линиях с сильными коронными разрядами (рис. 32).

При соединении трех фаз обмотки в треугольник (рис. 35) все третьи высшие гармонические напряжения действуют ввиду их одинаковой фазы в одном и том же направлении. Следовательно, они замкнуты накоротко через индуктивность обмотки

и создают внутренние токи. В генераторах и двигателях эти внутренние токи являются вредными, так как вызывают бесполезные джоулевы потери и искажают характер изменения индукции в машине. В трансформаторах они полезны, так как образуют дополнительный намагничивающий ток, наличие которого улучшает форму общей кривой тока и позволяет в соответствии с рис. 20—22 добиться синусоидального изменения индукции и напряжения во всех обмотках. Поэтому с целью предотвращения колебаний напряжения с тройной основной частотой в трансформаторах высокого напряжения очень часто

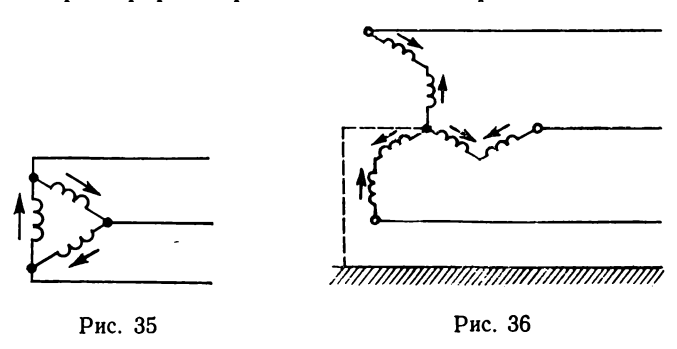


Рис. 35 Рис. 36

применяется схема соединения обмотки низшего напряжения треугольником. Если по каким-либо причинам нежелательно отказаться от схемы соединения звездой, то в трансформаторе можно кроме первичной и вторичной обмоток предусматривать еще и третичную обмотку, включенную треугольником, в которой могут образовываться все третьи и кратные им высшие гармонические тока.

При соединении трехфазных обмоток по схеме зигзагом, показанном на рис. 36, в противоположность схеме соединения в звезду по рис. 34 в нулевой точке не могут образовываться третьи гармонические тока, так как основные колебания двух обмоток, из которых состоит каждая фаза, смещены на 60°, а их высшие гармонические смещаются поэтому согласно рис. 33 по фазе на $3 \cdot 60° = 180°$, так что они направлены навстречу друг другу, взаимно компенсируются и во внешней цепи не появляются. Поэтому эта схема особенно хорошо подходит для заземления в нулевой точке.

Все приведенные выше условия возникновения третьей гармонической напряжения справедливы только при условии полной симметрии системы трехфазного тока. Это означает, что свойства и парметры всех трех проводов и обмоток должны быть абсолютно одинаковыми, а индуцируемые в трех фазах напряжения должны быть равны между собой и сдвинуты по

фазе на 120°. В противном случае в системе остаются третьи и более высокие гармонические.

Различные трехфазные схемы также оказывают разное влияние на гармонические более высокого порядка, чем третий. Уже при среднем насыщении стали они вызывают своим искаженным намагничивающим током пятые и седьмые гармонические со значительными амплитудами и направляют их в сеть, где каждая из них образует полную трехфазную систему. Однако эти системы имеют при схеме соединения звездой, с одной стороны,

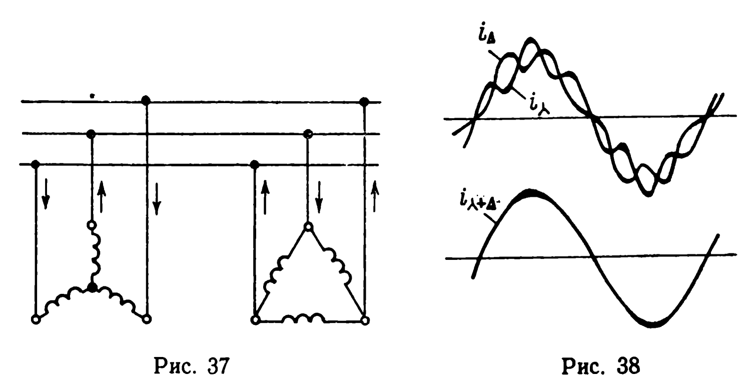


Рис. 37 Рис. 38

и при схемах соединения треугольником и зигзагом, с другой стороны, противоположные направления вращения. Поэтому путем попарного соединения нескольких трансформаторов с различными схемами соединения обмоток, как показано на рис. 37, удается компенсировать их высшие гармонические и предотвратить их попадание в остальную сеть. На рис. 38 приведены осциллограммы отдельных намагничивающих токов двух трансформаторов с одинаковым насыщением, обмотки одного из которых соединены в звезду, а другого — в треугольник, а также общего тока сети, который при этом почти не содержит высших гармонических.

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ЧЕТВЕРТАЯ
НЕГАРМОНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

Исследуем переходные процессы и полностью установившийся режим с учетом высших гармонических после включения электрических цепей с емкостью и нелинейной индуктивностью. На практике та или иная часть электрической цепи часто имеет

нелинейную характеристику. Все эти случаи можно свести к рассматриваемому ниже методу аналитического решения. Характеристика намагничивания в большинстве случаев определяется путем измерений, поэтому целесообразно находить решение задач также и графическим путем. Для свободных колебаний при пренебрежении затуханием можно получить строгое решение в замкнутой форме при помощи квадратур. В противоположность этому для вынужденных колебаний целесообразно применять метод последовательных приближений.

1. Свободные колебания без затухания

Рассмотрим вначале колебания в цепи с магнитопроводом, насыщенным потоком Φ; обмотка возбуждения магнитопровода по рис. 1 подключается к емкости C. Характеристика намагни-

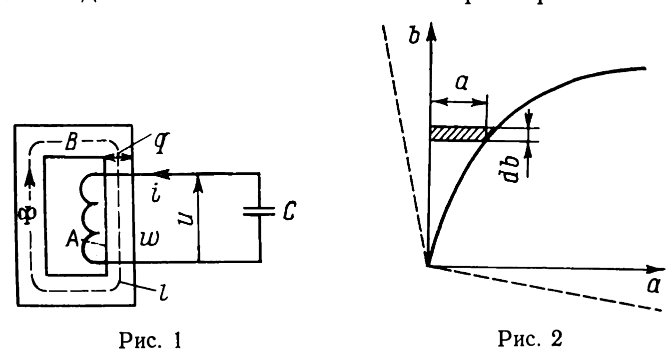


Рис. 1 Рис. 2

чивания без учета гистерезиса изображена на рис. 2, на котором, однако, вместо потока Φ и тока возбуждения i приведены относительная индукция $b=B/B_N$ и относительная линейная токовая нагрузка $a=H/H_N$ в качестве безразмерных переменных; H_N и B_N опорные величины (номинальные значения). Если q — поперечное сечение, l — длина пересчитанного на постоянное поперечное сечение магнитного контура, а w — число витков, то для величин H и B справедливы зависимости

$$B=\Phi/q; \qquad H=wi/l. \tag{1}$$

Интегро-дифференциальное уравнение для собственных колебаний при пренебрежении активным сопротивлением имеет вид

$$w\frac{d\Phi}{dt}+\frac{1}{C}\int i\,dt=0. \tag{2}$$

Путем дифференцирования получим

$$w\frac{d^2\Phi}{dt^2}+\frac{i}{C}=0$$

или с учетом уравнения (1)

$$qw\frac{d^2B}{dt^2}+\frac{l}{wC}H=0. \qquad (3)$$

Теперь можно ввести следующую постоянную времени:

$$T_a=\sqrt{w^2\frac{q}{l}\cdot\frac{B_N}{H_N}C}=\sqrt{L_aC}, \qquad (4)$$

где L_a — выражает начальную индуктивность катушки в нулевой точке.

Если ввести относительное время $\tau=t/T_a$, то уравнение (3) можно переписать с относительными величинами a и b:

$$\frac{d^2b}{d\tau^2}+a=0, \qquad (5)$$

где $a=f(b)$ — обратная функция характеристики намагничивания. Она задается исходя из определения магнитной характеристики путем измерения. Уравнение (5) является ввиду отсутствия зависимого от времени коэффициента однородным нелинейным дифференциальным уравнением второго порядка. Его можно проинтегрировать путем разделения переменных. Расширим его для этой цели посредством умножения на производную $\dot{b}=db/d\tau$:

$$\dot{b}\frac{d\dot{b}}{d\tau}+\frac{db}{d\tau}a=0 \qquad (6)$$

или после умножения на $d\tau$ получим

$$\dot{b}\,d\dot{b}+a\,db=0. \qquad (7)$$

Предположим теперь, что конденсатор с начальным напряжением u_0 подключается в момент времени $t=0$ к индуктивности. При этом получаются следующие начальные условия:

$$t=0; \qquad b(0)=0;$$

$$w\frac{d\Phi(0)}{dt}=u_0=wq\frac{B_N}{T_a}\dot{b}(0) \qquad (8а)$$

и, следовательно,

$$\dot{b}(0)=\frac{u_0T_a}{wqB_N}=y_0. \qquad (8б)$$

При этом было введено сокращение y_0 для относительного начального напряжения. С использованием уравнений (8а) и (8б) из уравнения (7) следует

$$\int_{y_0}^{\dot{b}}\dot{b}\,d\dot{b}+\int_0^b a\,db=0,$$

Левый интеграл вычислить легко. При этом получается

$$\frac{1}{2}\left(y_0^2-\dot{b}^2\right)=\int\limits_0^b a\,db$$

или

$$\dot{b}=\frac{db}{d\tau}=\sqrt{y_0^2-2\int\limits_0^b a\,db}\,. \tag{9}$$

Правый интеграл вычисляется по заданной характеристике намагничивания графическим или численным путем. Уравнение (9) выражает так называемые фазные кривые $\dot{b}=f(b)$ искомого колебания. Ввиду отсутствия затухания они представляют собой эллипсообразные замкнутые кривые с осями симметрии a и b, если заданная магнитная характеристика симметрична относительно нулевой точки.

Путем повторного интегрирования с учетом уравнения (8а) из уравнения (9) получается

$$\tau=\int\limits_0^b\frac{db}{\sqrt{y_0^2-2\int\limits_0^b a\,db}}\,. \tag{10}$$

Этот интеграл также может быть вычислен графически или численно. Для этого необходимо лишь вычертить кривую обратного уравнения (9) и проинтегрировать ее еще раз по b. Если верхний предел интеграла, стоящего под знаком корня в знаменателе уравнения (10), превысит определенную величину b_{max}, то выражение корня в знаменателе становится мнимым и τ в действительности больше не существует. Следовательно, b_{max} представляет собой относительную амплитуду возникающего незатухающего колебания индукции. В относительном выражении она зависит только от относительного начального напряжения y_0, которое при этом составляет

$$y_0=\sqrt{2\int\limits_0^{b_{max}} a\,db}\,. \tag{11}$$

С помощью этого уравнения можно в первую очередь рассчитать y_0 в функции b_{max}. Затем, однако, путем нанесения b_{max} на график в зависимости от y_0 можно установить практически важную обращенную величину $b_{max}=f(y_0)$.

После того как будет найдена зависимость относительной индукции b от относительного времени τ, можно с помощью

уравнения (1) легко вернуться к определению тока i и напряжения u, которые составляют

$$i = \frac{l}{w} aH_N, \qquad u = w\frac{d\Phi}{dt} = qw\frac{B_N}{T_a} \cdot \frac{db}{d\tau}, \tag{12}$$

где последняя производная уже была выражена уравнением (9).

Применим сперва уравнение (10) для аналитического решения в простейшем случае прямолинейной характеристики, которая имеет место вблизи нулевой точки на рис. 2. Здесь B пропорционально H, а именно $B=\mu H$, или в относительных величи-

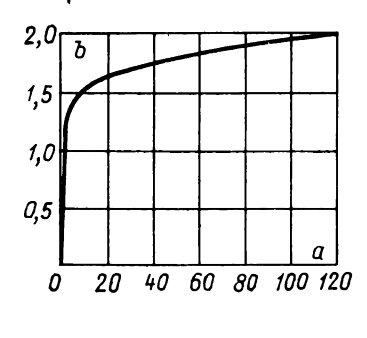


Рис. 3

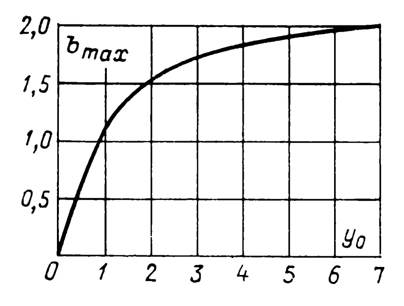


Рис. 4

нах, обозначая $k=\mu H_A/B_N$, имеем $b=ka$. Это дает для правого члена подкоренного выражения в уравнении (9)

$$2\int_0^b a\,db = \frac{2}{k}\int_0^b b\,db = \frac{1}{k}b^2, \tag{13}$$

откуда из уравнения (10) следует

$$\tau = \int_0^b \frac{db}{\sqrt{y_0^2 - b^2/k}} = \sqrt{k}\arcsin\frac{b}{y_0\sqrt{k}}, \tag{14}$$

или, решая это уравнение относительно b, получим

$$b = y_0\sqrt{k}\sin\frac{\tau}{\sqrt{k}} = y_0\sqrt{k}\sin\frac{t}{T_a\sqrt{k}}. \tag{15}$$

Следовательно, b колеблется здесь по синусоидальному закону. Период колебания в соответствии с уравнением (4) составляет

$$T = 2\pi\sqrt{k}\,T_a = 2\pi\sqrt{kL_aC}. \tag{16}$$

Он не зависит от относительного начального напряжения y_0 на конденсаторе, пока процесс соответствует линейной части характеристики, где μ и, следовательно, k постоянны.

Для решения уравнений (10) и (11) для нелинейного случая мы приводим численный пример. На рис. 3 дана характеристика горячекатаной электротехнической стали, приведенная к опор-

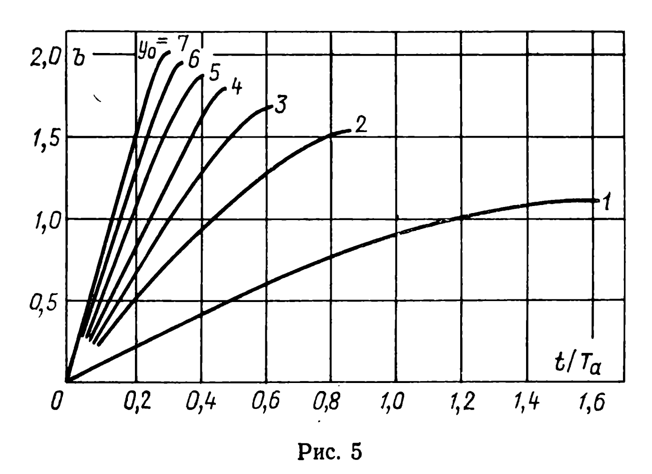


Рис. 5

ным значениям $H = 2{,}5$ А/см и $B_N = 1$ Тл. Соответствующая амплитуда $b_{\max}$ при разряде конденсатора изображена в зависимости от относительного начального напряжения y_0 на рис. 4;

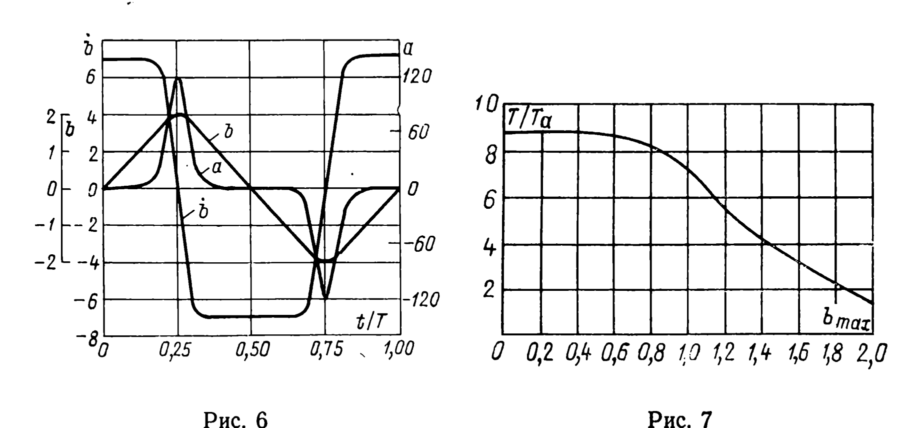


Рис. 6

Рис. 7

эта зависимость вычисляется по уравнению (11). Наконец, на рис. 5 в результате решения уравнения (10) приведены диаграммы линий времени $b(\tau)$, т. е. относительная индукция магнитного поля в зависимости от относительного времени для различных значений начального напряжения y_0 вплоть до достиже-

ния первого максимального значения или, иначе говоря, в течение четверти периода. Отсюда можно ввиду симметрии магнитной характеристики относительно нулевой точки и замкнутой формы фазных кривых [уравнение (9)] наносить методом последовательного зеркального отображения кривые колебаний в течение произвольно выбранного интервала времени. На рис. 6 это выполнено для максимального относительного начального напряжения $y_0=7$ в течение полного периода колебания, причем одновременно вычерчены кривые относительной линейной

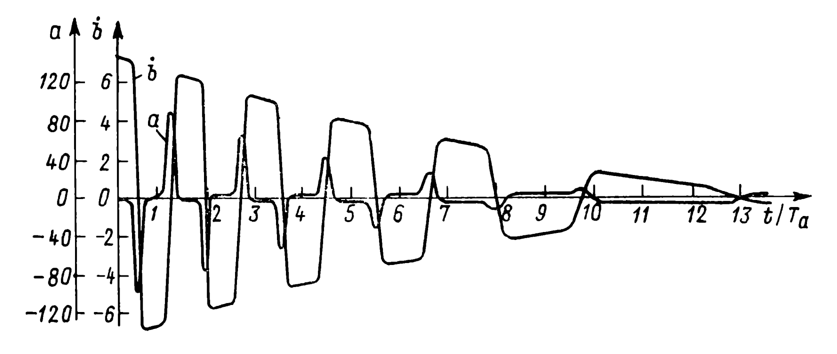


Рис. 8

токовой нагрузки a, установленной по отдельным точкам магнитной характеристики, а также относительного индуктивного напряжения $\dot{b}$. Индукция колеблется почти по треугольной характеристике с умеренным содержанием высших гармонических. Трапецеидальное напряжение $\dot{b}$ и в особенности ток a, в виде острых пиков, содержат больше высших гармонических.

На рис. 7 дана кривая относительного периода колебания T/T_a для рассмотренной функции $b(a)$ на рис. 3 в зависимости от b_{max}. Эту взаимосвязь можно легко определить из рис. 5 и уравнения (16). Для начального линейного участка характеристики $k=b/a=2$ и, следовательно, по уравнению (16) для малых начальных импульсов будет

$$\frac{T}{T_a}=2\pi\sqrt{2}\approx 8,88.$$

С увеличением амплитуды период колебания уменьшается и, следовательно, собственная частота электромагнитного контура с усилением насыщения возрастает.

Если в кривой намагничивания проявляется гистерезис, то при вычислении уравнения (10) необходимо различать восходящие и нисходящие ветви, как это сделано на рис. 8. Поскольку

теперь первоначальная энергия постепенно расходуется, то процесс затухает, вследствие чего колебания имеют различную форму, показанную на рис. 5. На рис. 9 воспроизведены осциллограммы напряжения и тока, характер изменения которых близко совпадает с кривыми на рис. 8. Однако они затухают быстрее из-за дополнительных потерь в активном сопротивлении обмотки. На рис. 8 и 9 период колебания по мере затухания весьма значительно увеличивается, многократно превышая первоначальное значение.

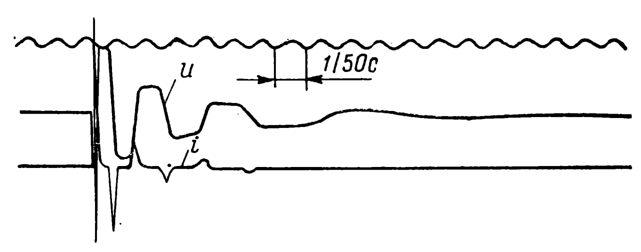


Рис. 9

2. Переходные процессы при наличии источника ЭДС

Если последовательный колебательный контур присоединен к источнику ЭДС, то полное уравнение для цепи с учетом потерь имеет вид

$$w\frac{d\Phi}{dt}+Ri+\frac{1}{C}\int i\,dt=u(t) \tag{17}$$

или при подстановке величин из уравнения (1)

$$qw\frac{dB}{dt}+R\frac{l}{w}H+\frac{l}{wC}\int H\,dt=u(t). \tag{18}$$

После введения относительных величин a, b и τ, как и в предыдущем параграфе, будем иметь

$$\frac{db}{d\tau}+\rho a+\int a\,d\tau=\varepsilon(\tau) \tag{19}$$

при относительном сопротивлении

$$\rho=R\sqrt{\frac{lH_NC}{qw^2B_N}} \tag{20}$$

и относительном напряжении источника

$$\varepsilon(\tau)=\sqrt{\frac{C}{qlH_NB_N}}\,u(\tau). \tag{21}$$

В уравнении (19) первый член определяется в основном формой кривой намагничивания, второй — активным сопротивлением, третий — емкостью, а член в правой части — приложенным напряжением. В зависимости от значений параметров решение уравнения (19) может быть различным. В отношении характера кривой $b(a)$ мы не делали никаких предпосылок, и поэтому для вычисления может быть использована характеристика любой практически возможной формы.

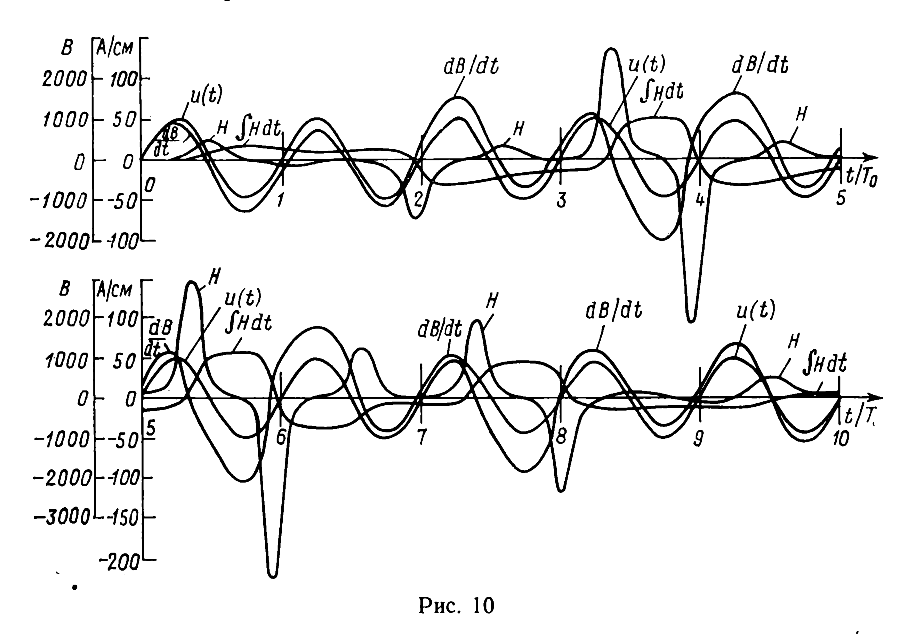


Рис. 10

Для приложенного постоянного напряжения, которое изменяется скачком, характер его изменения во время переходного состояния можно определять довольно просто, так как $\varepsilon(\tau) = \text{const}$. Поэтому возмущающий член в правой части уравнения (19) никакого дальнейшего влияния во времени не оказывает, и все отклонения b и a от нового установившегося состояния обусловливаются только левой частью уравнения. Эта левая часть отличается от уравнения (5) только выражающим затухание членом ρa, который при проведении интегрирования может использоваться в качестве небольшой поправки. Поэтому и теперь возникают колебания, характер которых аналогичен кривым колебаний на рис. 8 и 9, однако в данном случае они будут несимметричны относительно нулевой линии.

Гораздо более своеобразным является решение для случая, когда питание поступает от источника переменного напряжения.

Для проведения вычислений перепишем уравнение (19) в виде

$$\frac{ab}{d\tau}=\varepsilon(\tau)-\rho a-\int a\,d\tau. \tag{22}$$

В течение первых десяти периодов, начала и концы которых помечены на рис. 10 вертикальными черточками, ни одно из колебаний не схоже с другим. Так как угол включения напряжения T_0 был выбран равным нулю, можно было бы ожидать немедленного появления пика сверхтока, однако под влиянием

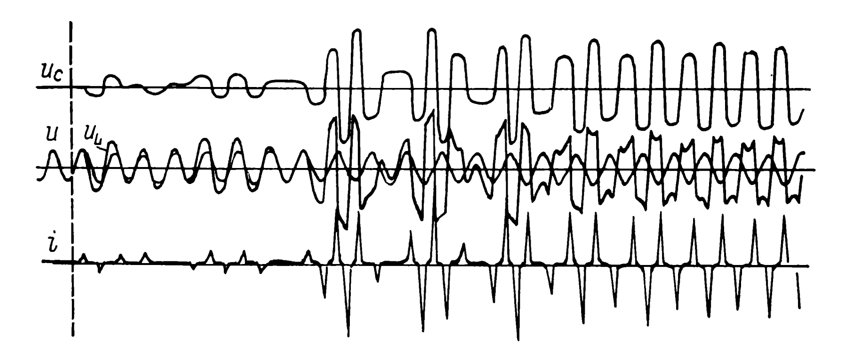


Рис. 11

насыщения этот ток нарастает лишь постепенно с большими и неравномерными колебаниями его амплитуды. Колебания тока происходят вовсе не обязательно с постоянным изменением знака, причем во многих периодах друг за другом следуют две полуволны одного знака. В течение времени, отвечающего кривым на рис. 10, регулярного повторения процессов не наблюдается. Кривая пропорционального выражению dB/dt индуктивного напряжения схожа с кривой питающего напряжения $u(t)$, хотя здесь и наблюдаются многочисленные нерегулярные отклонения. Однако пропорциональное выражению $\int H\,dt$ емкостное напряжение имеет абсолютно иной характер изменения и выражается в большинстве случаев трапецеидальными кривыми с плоской вершиной, которая часто продолжается более чем полный период. В противоположность гармоническим процессам эти кривые показывают, что токи и напряжения сильно отличаются от гармонических, причем продолжительность периода колебания может сильно отличаться от периода приложенного напряжения.

На рис. 11 и 12 приведены некоторые осциллограммы, снятые при внезапном подключении индуктивно-емкостной цепи с сильным насыщением и углами включения, равными на рис. 11

почти нулю, на рис. 12, *а* — приблизительно 45°, а на рис. 12, *б* — приблизительно 90°. Кратковременная, довольно спокойная начальная стадия переходит в интенсивные неравномерные колебания всех измерявшихся величин, как, например плотность магнитного потока, напряжение на конденсаторе, напряжение и ток на индуктивности. Сопротивление этой опытной электрической цепи значительно выше сопротивления цепи, для которой строился рис. 10, и поэтому время перехода здесь было значительно короче.

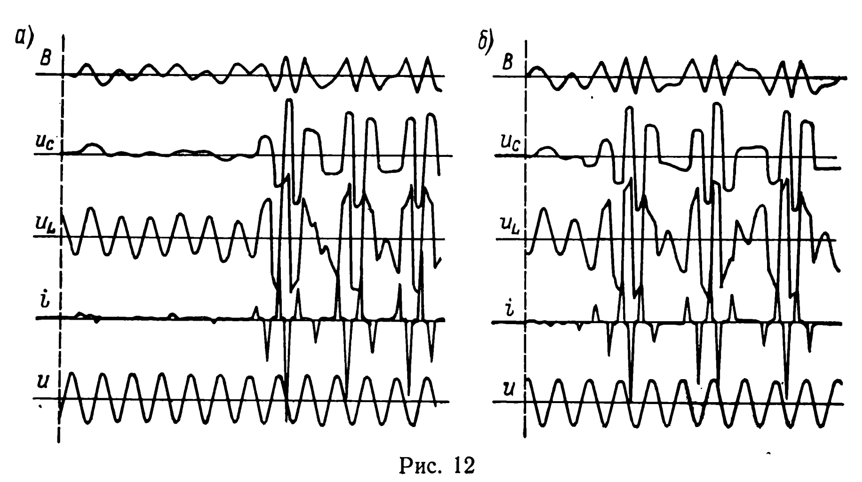


Рис. 12

Тем не менее основные признаки теоретических кривых на рис. 10 можно легко проследить также и в левой части рис. 11 и 12.

3. Высшие гармонические в установившемся режиме

Осциллограммы на рис. 11 и 12 показывают, что даже после затухания начальных переходных колебаний сохраняются формы кривых напряжения и тока, существенно отличающиеся от синусоидальной, свойственной установившимся режимам в линейных электрических цепях. Многочисленные опыты показывают, что эти формы кривых весьма разнообразны в зависимости от степени насыщения и гистерезиса, сопротивления цепи и угла включения. Для анализа вынужденных колебаний существует теория, которая показывает возможность двух устойчивых состояний и одного неустойчивого. Хотя, строго говоря, нельзя ожидать никакой суперпозиции, тем не менее попытаемся исследовать форму кривых с учетом образования их высших гармонических.

Для этой цели линеаризируем проблему путем разделения относительной характеристики намагничивания в соответствии с рис. 13 на пропорциональную составляющую ka и остаток $b(a)$. Следовательно, мы принимаем

$$b = ka + b(a). \tag{23}$$

Член $b(a)$ характеризуется на рис. 13 заштрихованными участками. Он изменяется от положительных до отрицательных значений в пределах рассматриваемого диапазона тока. Подставив выражение (23) в уравнение (19) и переводя нелинейную составляющую в правую часть, получим

$$k\frac{da}{d\tau} + \rho a + \int a\,d\tau = \varepsilon(\tau) - \frac{d(\Delta b)}{d\tau}. \tag{24}$$

Рис. 13

В этой формулировке левая часть является линейной и подчиняется поэтому обычным правилам пропорциональности и суперпозиции. В правой части действует дополнительный член, который может рассматриваться как приложенное напряжение. Из рис. 13 видно, что это напряжение несколько раз меняет свой знак в течение каждого полупериода.

Уравнение (24) можно использовать для непосредственного выведения формы кривой колебания в установившемся режиме. Мы ее уже нашли путем интегрирования дифференциального уравнения (19), однако там она выявляется в чистом виде лишь по истечении всего начального и переходного времени, которое при малом сопротивлении длится очень долго. Для решения уравнения (24) применяется метод итераций (последовательных приближений). Пренебрежем линейной возмущающей функцией Δb в правой части уравнения и получим обычным путем решение a' оставшейся части дифференциального уравнения (24) только с учетом влияния $\varepsilon(\tau)$. Затем введем приближенное решение a' в действительную характеристику рис. 13 и получим первую величину $\Delta' b(\tau)$ как функцию времени. После этого вычтем производную этой кривой по времени из приложенного напряжения $\varepsilon(\tau)$ в правой части уравнения (24) и решим это уравнение опять-таки для a. Тем самым мы получим либо непосредственно, либо путем суперпозиции улучшенное решение a''. Введем его снова в действительную характеристику и получим улучшенную величину $\Delta'' b(\tau)$. Этот метод может повторяться до тех пор, пока в устойчивом решении не будет происходить никакого дальнейшего уточнения. Очевидно, что первоначально гармоническая кривая a' в результате много-

кратного введения приближенной характеристики будет постепенно сильно искажаться. Аналогичным путем можно исследовать и параллельный колебательный контур с насыщенной индуктивностью. Однако теперь негармонические колебания будут определяться отклонением намагничивающего тока от линейной характеристики. В любой последовательной или параллельной схеме можно выделить одну или несколько высших гармонических, содержащихся в негармоническом токе и напряжении, и усилить каждую из них посредством настроенных в резонанс контуров с постоянными L и C, имеющими определенные резонансные частоты.

4. Субгармонический резонанс

Уравнение (19) и его рассмотренные выше решения охватывают все возможные виды отклонений от чисто гармонического состояния. Они могут вызываться колебаниями как с более вы-

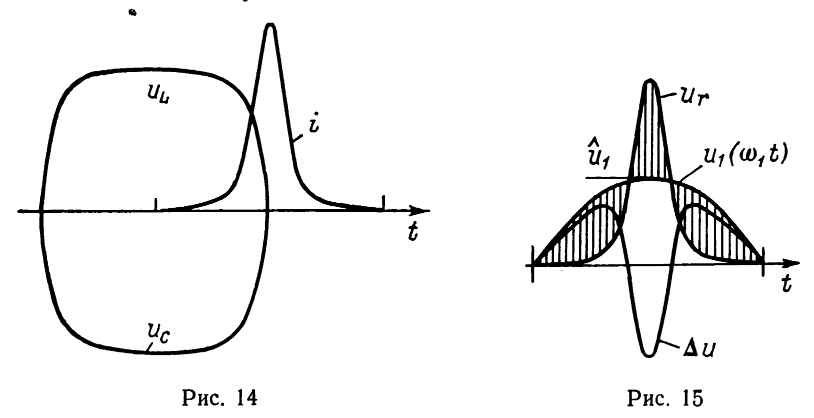


Рис. 14 Рис. 15

сокой, так и с более низкой частотой, чем у питающего напряжения. Поскольку субгармонические колебания нередко наблюдаются не только в лабораторных условиях, но и в условиях эксплуатации, проведем более подробное исследование этого явления для уяснения его физических причин.

С этой целью проанализируем условия, необходимые для возникновения резонанса между приложенным несинусоидальным напряжением и негармоническим собственным колебанием насыщенной электрической цепи, приведенными на рис. 6. При этом индуктивные и емкостные напряжения должны быть в любой момент времени равны между собой и противоположны по направлению, как это изображено на рис. 14. Кривая тока имеет острую форму, которая также перенесена с рис. 6 на

рис. 14. Этот ток и эти напряжения удовлетворяют уравнению (5), которое было выведено без учета сопротивления потерь. Для поддержания этих напряжений в течение длительного времени внешнее относительное напряжение должно равняться ρa, так как при резонансе единственным назначением приложенного напряжения является компенсация активной составляющей напряжения в цепи. При токах и напряжениях, выраженных уравнением (5), первый и третий член в любой части однократно продифференцированного уравнения (19) взаимно уничтожаются. Поэтому для этого случая должно быть выбрано внешнее напряжение

$$\varepsilon(\tau) = \rho a$$

или в неотносительной форме записи

$$u(t) = u_r(t) = Ri. \tag{25}$$

Изменение этого напряжения показано на рис. 15.

Поэтому в нелинейных колебательных контурах может поддерживаться действительный резонанс, если питающее напряжение имеет амплитуду, частоту и форму кривой, соответствующие активной составляющей тока, который образовывался бы при свободном негармоническом собственном колебании без затухания. Чем меньше сопротивление, тем ниже будет напряжение, которое требуется для поддержания состояния резонанса. Поэтому напряжение, которое должно при этом прилагаться, можно представить себе в виде бесконечного ряда Фурье

$$u_r(t) = u_1(\omega_1 t) + u_2(\omega_2 t) + u_3(\omega_3 t) + \ldots, \tag{26}$$

где функция $u_i(\omega_i t)$ является синусной или косинусной функцией, а ω_1 — действительная собственная круговая частота основного колебания электрической цепи.

Однако если электрическая цепь питается не напряжением с такими острыми пиками, а синусоидальным напряжением с основной круговой частотой ω_1 и амплитудой $\hat{u}_1$, показанным на рис. 15, то в качестве источника погрешности будут разностные напряжения, представленные заштрихованными участками. Кривая напряжения Δu вычерчена отдельно для того чтобы выделить ее более отчетливо. В данном случае это напряжение содержит все гармонические, описываемые уравнением (26), из которых явно превалирует третья гармоническая. Следовательно, синусоидальное напряжение можно представить себе состоящим из u_r и Δu. Источник погрешности Δu создает в свою очередь токи и индуктивные и емкостные напряжения, которые изменяют первоначальные формы кривых на рис. 14 до тех пор, пока снова не установится состояние равновесия. Ввиду нелинейной зависимости B от H линейного наложения произойти

не может, поэтому очевидно, что первоначальные токи и напряжения (рис. 14) изменяются таким образом, что они теперь содержат другие составляющие третьих и более высоких гармонических, чем прежде.

Пусть теперь электрическая цепь питается синусоидальным напряжением u_3, которое имеет круговую частоту, равную не ω_1, а втрое большую, как показано на рис. 16 заштрихованными участками и вычерчено в виде отдельной кривой в отрицательной области. Напряжение Δu имеет основную круго-

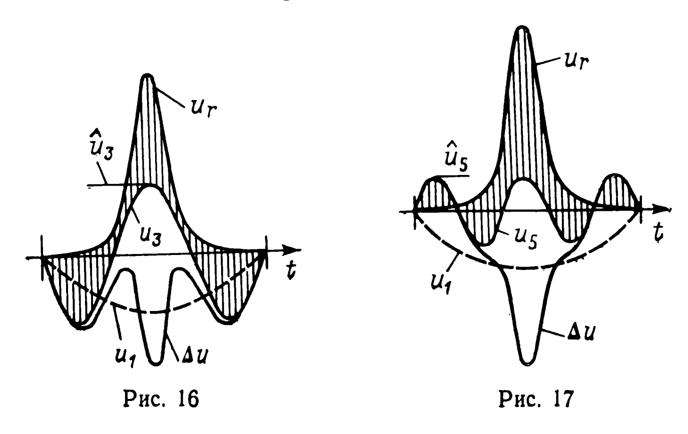


Рис. 16 Рис. 17

вую частоту ω_1, ее основное колебание u_1 нанесено на рис. 16 штриховой линией. Оно создает токи и напряжения, имеющие в основном собственную частоту, которую контур имел ранее в соответствии с приведенными на рис. 14 характеристиками. Поэтому очевидно, что приложение напряжения $u_3(\omega_3 t)$ к насыщенному электрическому контуру создает кроме токов i_3 еще и значительные токи $i_1(\omega_1 t)$, а также соответствующие им напряжения u_{C1} и u_{L1}. Все эти величины имеют частоту, равную $^1/_3$ частоты питающего напряжения и поэтому представляют собой субгармонические колебания в сравнении с частотой напряжения источника питания. Другие токи с частотами, равными $^5/_3$, $^7/_3$ и т. д. питающей частоты, а также с различными амплитудами, создаются высшими гармоническими, содержащимися в напряжении $\underline{u}$ (рис. 16).

Если, наконец, питать электрическую цепь напряжением $u_5(\omega_5 t)$, характеристика которого приведена на рис. 17, то в Δu в качестве значительного источника погрешности остается напряжение u_1 с частотой, равной $^1/_5$ частоты питающего напряжения, и напряжение u_3 с частотой, равной $^3/_5$ питающей частоты. Дальнейшее развитие искаженных напряжений и токов полностью соответствует описанному выше. Таким образом,

мы видим, что могут возникать субгармонические колебания с частотами, равными $^1/_5$ и $^3/_5$ частоты питающего напряжения, а также более быстрые колебания, порядка $^7/_5$ и выше. Тот же самый вывод может применяться в том случае, если электрическая цепь питается гармоническим напряжением с какой-либо частотой, содержащейся в первоначальном напряжении собственных колебаний, как это выражено уравнениями (25) и (26).

Из всего вышесказанного мы делаем вывод, что колебательный контур с нелинейной характеристикой способен собственным колебанием в качестве основного колебания реагировать на приложенные напряжения, имеющие частоту какой-либо гармонической его собственного колебания. Это справедливо для любого возможного собственного колебания электрической цепи. Однако мы видели, что собственная частота сильно зависит от амплитуды колебания, как было показано на рис. 5. Отсюда следует, что такой резонанс субгармонических колебаний может возникать только тогда, когда создаваемые токи и напряжения настолько велики, что будет выдерживаться точное отношение 1 : 3, 1 : 5, 3 : 5 и т. д. между собственной основной частотой и частотой приложенного напряжения. Это требует для каждой заданной характеристики определенного значения питающего напряжения или же его значения в пределах определенного диапазона. В противном случае субгармонические колебания порядка $^1/_3$, $^1/_5$ и ниже не смогут возбуждаться по описанному выше механизму.

Решающую роль играет активное сопротивление электрической цепи. При $R=0$ все составляющие напряжения в уравнении (26) могут возбуждать электрический контур до необходимой амплитуды, и поэтому могут создаваться субгармонические колебания любого порядка. При малом сопротивлении для возбуждения субгармонических колебаний достаточны довольно небольшие напряжения u_3, u_5 и т. д. При большем сопротивлении для поддержания активной составляющей напряжения резонансного колебания требуются гораздо более высокие напряжения, чем определяемые уравнением (25). В конечном счете будут сохраняться только субгармонические колебания высшего порядка, который в большинстве случаев составляет $^1/_3$. Дальнейшее увеличение сопротивления может служить для полного подавления каких-либо случайных резонансных субгармонических колебаний.

В зависимости от сопротивления в электрической цепи определенный диапазон питающего напряжения может возбуждать субгармонические колебания, причем разные диапазоны для u_3, u_5 и т. д. могут даже частично перекрывать друг друга. Поэтому иногда одно приложенное напряжение соответствующего уровня может возбуждать субгармонические колебания

тока разных порядков, например $^1/_3$, $^1/_5$ и т. д., и одновременно его высшие гармонические колебания. Если характеристика электрической цепи несимметрична относительно нулевой ли-

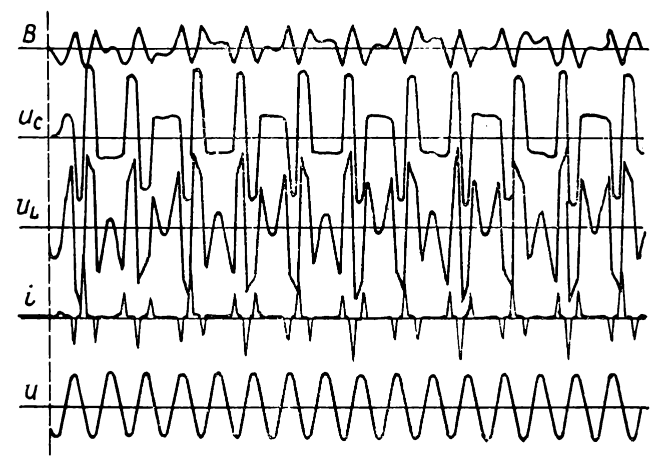


Рис. 18

нии, то возбуждаются субгармонические колебания не только нечетного, но и четного порядка $^1/_2$, $^1/_4$ и т. д., а также их высшие гармонические. Может даже случиться, что при симметричной характеристике будут возникать несимметричные колебания и при этом будут самовозбуждаться субгармонические и высшие гармонические колебания четных порядков.

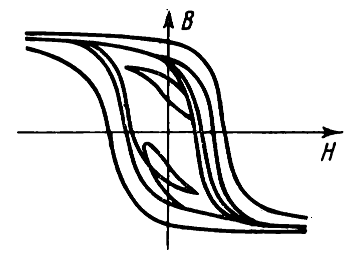


Рис. 19

В электрических цепях с нелинейными элементами наблюдалось возникновение субгармонических колебаний с частотами вплоть до $^1/_9$ приложенной частоты. На рис. 18 приведена осциллограмма, на которой можно видеть полное или почти полное повторение основного колебания после каждого 6-го или каждого 3-го периода питающего напряжения. Здесь превалирует колебание индукции порядка $^5/_3$. Бросается в глаза, что продолжительность процесса включения при этом опыте, который проводился с очень высоким напряжением, чрезвычайно мала. Если производить непосредственное измерение магнитной характеристики $B=f(H)$, например на экране электроннолучевого осциллографа, то иден-

тичная кривая описывается только после полного повторения. Однако промежуточные линии можно показать путем небольшого искусственного смещения отдельных кривых. На рис. 19 показана осциллограмма, полученная с помощью электроннолучевого осциллографа, на которой можно различить пять линий, причем образуются субгармонические колебания по крайней мере $^1/_5$-кратного порядка.

На основе анализа амплитуд колебания установлено наличие двух возможных устойчивых точек напряжения и тока ос-

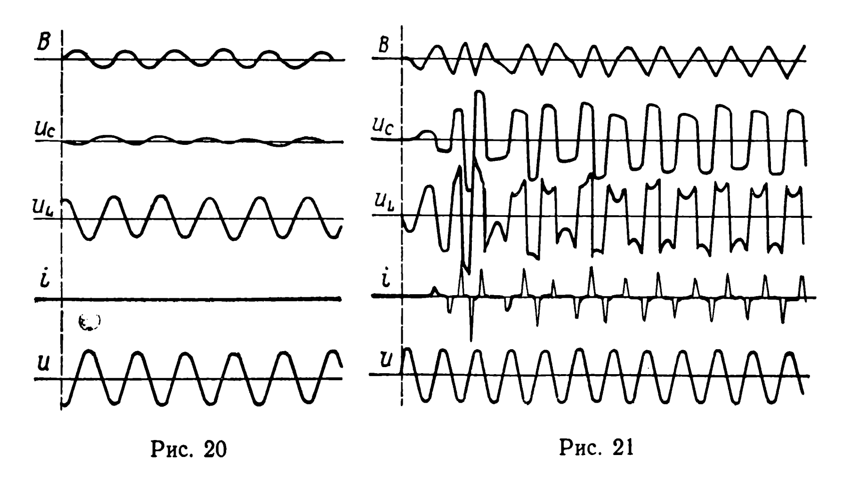


Рис. 20 Рис. 21

новного колебания на кривой намагничивания, одна для более низкой силы тока, а другая — для более высокой. Осциллограммы на рис. 20 и 21 дают полную картину этих состояний как в режиме включения, так и в продолжительном режиме. Выбор между этими двумя состояниями определяется только моментом включения питающего напряжения. В нижней части характеристики образуется синусоидальная, а в верхней — более треугольная кривая потока.

При появлении субгармонических колебаний амплитуды уже не имеют устойчивых точек. Эти амплитуды перемещаются вверх и вниз в ритме субгармонических колебаний, вследствие чего равновесие значительно нарушается. На рис. 22 и 23 приведены осциллографические записи двух состояний системы, складывающихся при точно таких же условиях, как на рис. 20 и 21, однако при иных углах включения. Рис. 22 содержит субгармонические колебания порядка $^1/_3$ средней амплитуды, что наиболее отчетливо видно из кривой индукции. Образуются также и высшие гармонические, как это показывает кривая емкостного напряжения u_C. Путем измерений были установлены

частоты, равные $^{5}/_{3}$, $^{7}/_{3}$, $^{9}/_{3}$, $^{11}/_{3}$ и $^{15}/_{3}$ основной частоты. При этом субгармонические колебания порядков $^{9}/_{3}$ и $^{15}/_{3}$ можно в равной мере рассматривать как 3-ю и 5-ю высшие гармонические основного колебания.

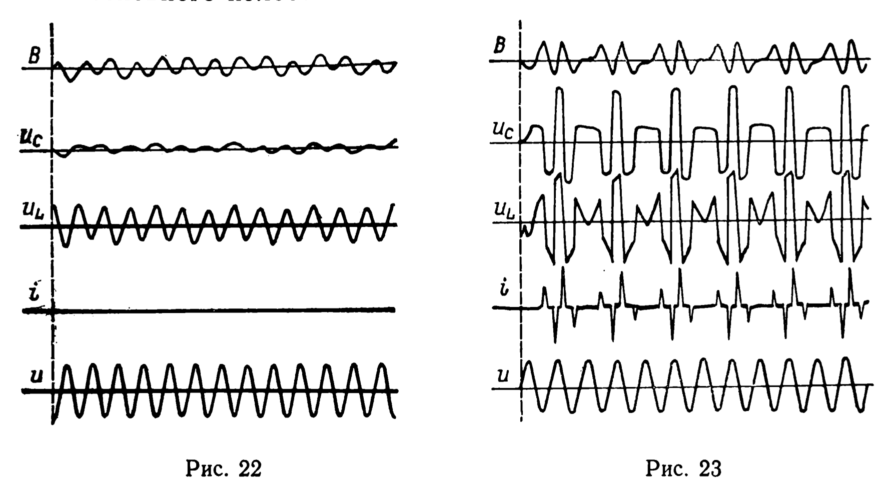


Рис. 22

Рис. 23

Совершенно иной характер носят процессы, представленные на рис. 23. Здесь имеют место слабое субгармоническое колебание порядка $^{1}/_{4}$ и сильное субгармоническое колебание порядка

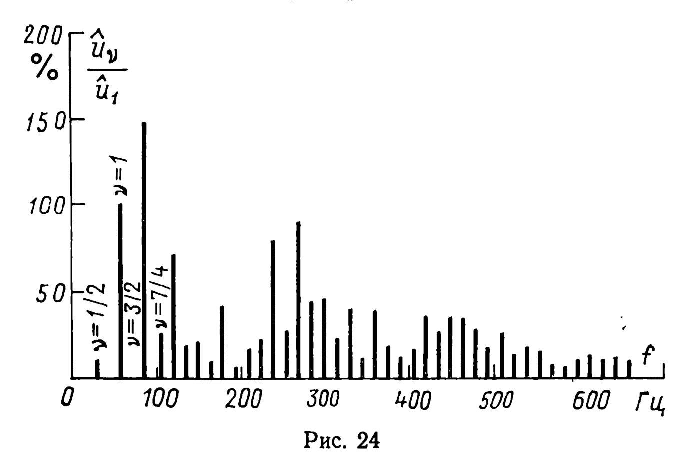


Рис. 24

$^{1}/_{2}$, а кроме того, появляется очень сильное высшее гармоническое колебание порядка $^{3}/_{2}$, за которым следуют многочисленные высшие гармонические с четными и нечетными кратными порядка $^{1}/_{4}$, полный спектр которых воспроизведен на рис. 24.

Вызывает удивление, насколько сильно они искажают форму кривых, в частности кривых тока и емкостного напряжения. В соответствии с рис. 24 представляется, что в индукции превалирует колебание порядка $^3/_2$, в то время как в емкостном напряжении отчетливо прослеживается колебание порядка $^1/_2$, которое полностью искажает симметрию амплитуды и периода двух следующих друг за другом колебаний.

В сильноточных сетях с насыщенными трансформаторами субгармонические колебания появляются иногда в ответвлениях с малым сопротивлением, а также при малых нагрузках. Ввиду того что магнитное сопротивление трансформаторов переменное, такие колебания появляются только в узких диапазонах емкости и питающего напряжения. Они могут возникать как при последовательном, так и при параллельном соединении трансформаторов с емкостями. Появление субгармонических колебаний приводит к нерегулярным качаниям тока и напряжения в сети, и могут образовываться перенапряжения, опасные для изоляции.

РАЗДЕЛ СЕДЬМОЙ
ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДУГА ПРИ РАЗМЫКАНИИ

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ПЯТАЯ
ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

Процесс электрической коммутации, осуществляемый размыканием двух контактов, почти всегда приводит к образованию электрической дуги. Следовательно, электрический ток не прерывается в момент размыкания контактов, а продолжает протекать также и после этого по электрической дуге и процесс коммутации заканчивается лишь после угасания дуги.

Напряжение и ток в электрической дуге связаны между собой совсем иначе, чем в металлическом проводнике. В то время как в таком проводнике напряжение возрастает пропорционально току, как это показывает прямая u_R на рис. 1, напряжение электрической дуги u_B при повышении тока падает и снова возрастает при снижающейся силе тока. Причина этого отклонения объясняется иным механизмом переноса зарядов в электрической дуге. В металлическом проводнике для переноса зарядов всегда имеются свободные электроны, а в электрической дуге их надо сперва высвободить. Если путем введения зондов произвести изменение распределения потенциалов в дуге, то в соответствии с рис. 2 можно выделить три области, а именно катодное падение u_K, анодное падение u_A и напряжение на столбе дуги u_S. Первые два напряжения слегка зависят от силы тока, а последнее у многих электрических дуг пропорционально длине дуги l и убывает с повышением тока. В области столба электрической дуги происходит преобразование мощности $u_S i$. При этом газ между электродами настолько нагревается, что устанавливается равновесие между мощностью потерь в результате теплопроводности, конвекции и радиации и подведенной мощностью. Вследствие нагрева газа повышается кинетическая энергия молекул и атомов, так что при их столкновениях происходит ионизация и газ становится электропроводным. Таким образом, в столбе дуги имеет место смесь нейтральных частиц, положительно заряженных ионов и электронов. Эту смесь называют плазмой. Плазма столба дуги содержит одинаковое число положительных ионов и отрицательных электронов, в силу

чего она является электрически нейтральной. Однако на катоде происходит вытеснение электронов, а на аноде — вытеснение ионов, так что образуются области с положительным и отрицательным пространственным зарядом, создающие катодное и анодное падение. У катода положительные ионы ускоряются, ударяются о поверхность электрода и образуют здесь при одновременном повышении температуры пятно горения дуги. В результате термической эмиссии под действием напряженности поля из поверхности катода выбрасываются электроны, обеспечивающие переход тока с твердого проводника в плазму столба

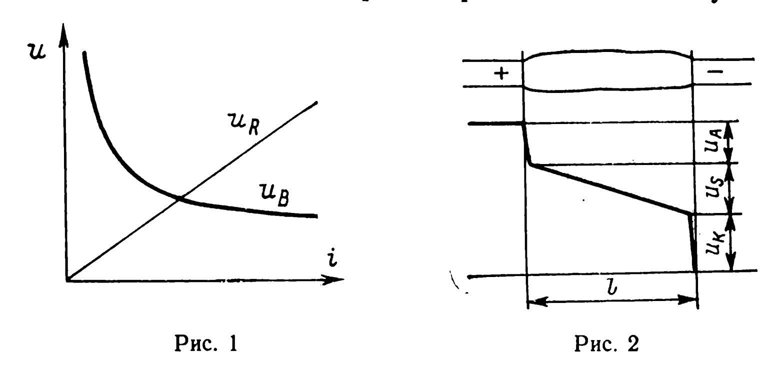


Рис. 1 Рис. 2

электрической дуги. Переход тока на аноде происходит за счет диффузии электронов из плазмы.

Катодное и анодное падения напряжения колеблются от 5 до 20 В и лишь незначительно зависят от силы тока. Напряженности поля в столбе дуги составляют приблизительно 20 В/см для электрических дуг, свободно горящих в воздухе, и несколько сотен — для сильно охлажденных дуг, как это бывает в выключателях. При повышении давления газа усиливается также и напряженность поля столба дуги, а именно она примерно пропорциональна $p^{1/2} \div p^{1/4}$. При интенсивном охлаждении электрических дуг в выключателях падение напряжения в столбе дуги не всегда пропорционально ее длине, так что в таких случаях лучше не вводить напряженность поля, а рассматривать дугу как единое целое. Ввиду высокой напряженности поля в столбе дуги, для электрических дуг в выключателях катодным и анодным падением можно пренебречь. Для температуры и плотности тока в пятне горения дуги известны лишь неточные данные измерений. В случае угольных электродов образуются температуры от 3000 до 4000 К, в то время как на металлических электродах они почти не превышают 3000 К. Плотности тока в пятне горения могут достигать 5000 А/см². При слабом охлаждении дуги температуры в столбе

составляют от 5000 до 15000 К и могут в случае дуг, стабилизируемых водяным вихрем, при токах свыше 1000 А достигать 50 000 К. Точные результаты исследований распределения температур и соответствующие характеристики имеются для так называемых каскадных дуг, т. е. дуг, ограниченных охлаждаемыми и изолированными друг от друга короткими медными трубками. На рис. 3 приведено измеренное методом спектроскопии распределение температур в водороде при диаметре трубок 5 мм, а на рис. 4 изображены соответствующие характеристики как для водорода, так и для других газов. В результате ограничения медными

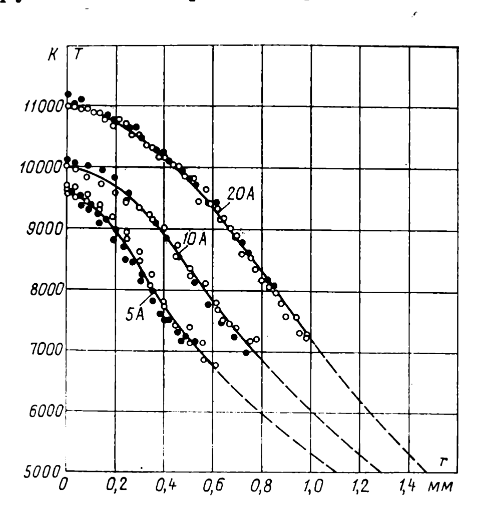


Рис. 3

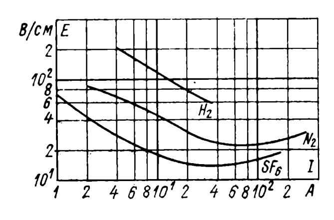


Рис. 4

трубками дуга не может произвольно распространяться и при больших токах полностью заполняет трубку. Однако при этом увеличиваются потери, так что возрастает также и расходуемая мощность, что приводит к повышению напряжения дуги.

Таким образом электрические дуги имеют вольт-амперные характеристики, падающие при малых токах и постепенно переходящие в независимый от тока диапазон; при очень сильных токах снова возможно повышение напряжения дуги. Характеристики дуги можно представить в виде нижеследующего уравнения, впервые предложенного в упрощенной форме Гертой Айртон:

$$u_B = \frac{P_0}{i} + u_0 + \frac{i}{G_0}. \quad (1)$$

Путем соответствующего выбора трех постоянных P_0, u_0 и G_0 можно установить аналитические границы для расчета цепей с электрическими дугами. Во многих случаях полное уравнение (1) не требуется и можно ограничиться только его гиперболи-

ческой составляющей P_0/i или же производить расчет только с учетом независимого от тока напряжения горения дуги u_0. Постоянные справедливы только для одной определенной дуги. При увеличении расстояния между электродами повышается как u_0, так и P_0. Постоянные повышаются также при охлаждении дуги, путем ли ее сужения в трубках либо между твердыми стенками или же путем обдувания потоком газа. Ввиду многочисленности различных типов электрических дуг численные значения постоянных будут приведены при рассмотрении определенных дуг в следующих главах.

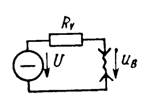


Рис. 5

Электрическая дуга ввиду ее падающей характеристики не может непосредственно присоединяться к источнику напряжения, и поэтому в любом случае должна предусматриваться схема последовательного соединения с полным сопротивлением. В противном случае, ввиду того, что напряжение дуги падает с повышением тока, в цепи протекал бы все более возрастающий ток до тех пор, пока его не начало бы ограничивать внутреннее сопротивление

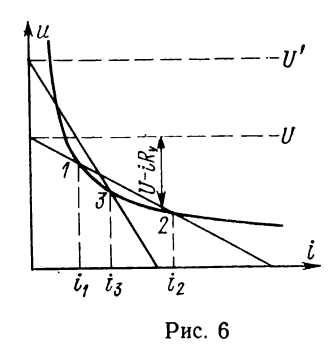


Рис. 6

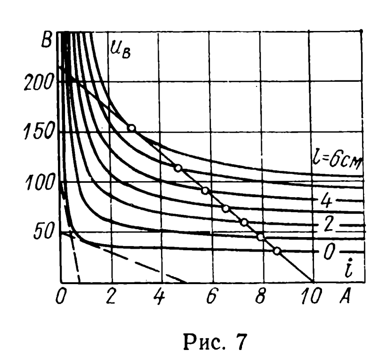


Рис. 7

источника напряжения. В случае дуги постоянного тока последний может ограничиваться только активным сопротивлением. В схеме, представленной на рис. 5, для питания электрической дуги с током i имеется только напряжение

$$u_В = U - iR_v. \tag{2}$$

Если нанести это напряжение на график рис. 6 в виде прямой линии, то образуются две точки пересечения *1* и *2* характеристики дуги с прямой сопротивления и при этом теоритически возможна дуга с двумя различными токами. Однако, как покажет последующий анализ, режим, обусловливаемый меньшим из этих двух токов, является неустойчивым. Это означает, что

электрическая дуга, горящая с током i_1, уже при незначительном колебании тока или напряжения переходит в режим с бо́льшим током i_2. При изменении добавочного сопротивления прямая сопротивления будет проходить более круто или полого и, следовательно, рабочая точка дуги также должна приходиться на меньшие или большие токи. Однако при заданом напряжении U ток не может снижаться ниже определенного значения, так как при слишком большом добавочном сопротивлении прямая сопротивления не будет пересекать характеристику дуги. Для того чтобы дуга при малом токе i_3 горела устойчиво, необходимо выбрать напряжение $U'>U$ и применить увеличенное добавочное сопротивление. При удлинении электрической дуги ее характеристика согласно рис. 7 переместится вверх. В результате этого ток устойчивой горящей дуги может снижаться, пока характеристика дуги будет едва касаться прямой сопротивления. В этом случае возможна только одна рабочая точка, в которой дуга опять станет неустойчивой и угаснет.

Из рис. 7 вытекает, что вследствие катодного и анодного падения даже для дуги с нулевой длиной имеется напряжение горения. Следовательно, все электрические цепи с активным сопротивлением, характеристика сопротивления которых по уравнению (2) будет оставаться ниже предельной характеристики, могут отключаться в бездуговом режиме, так как в этом случае при размыкании контактов вообще не может образовываться электрическая дуга. Как показывают вычерченные линии, это справедливо при напряжениях приблизительно до 20 В для любой силы тока, а при более высоких напряжениях — только для небольших токов. Например, при 100 В без образования электрической дуги может выключаться только ток силой 0,5 А. Посредством многократного прерывания тока на металлических электродах в последовательной схеме этот принцип может применяться также и для больших сил тока и напряжений.

Режим горения электрической дуги, описанный выше с помощью только одной характеристики, соответствует действительности лишь при медленном изменении тока; при более быстром изменении тока дуга отклоняется от этой характеристики. В противоположность устойчивому состоянию при медленных изменениях тока в случае быстрых изменений тока говорят о динамическом режиме горения электрической дуги. На рис. 8 изображена электрическая цепь, в которой ток путем закорачивания части добавочного сопротивления R_v может повышаться от i_1 до $i_1+\Delta i=i_2$. При этом согласно рис. 9 дуга переходит из устойчивого состояния *1* в состояние *2*. Осциллографирование изменения во времени напряжения дуги и ее тока показывает, что этот переход происходит не вдоль характеристики дуги.

В противоположность режиму с очень быстрым изменением тока электрическая дуга ведет себя в соответствии с рис. 10 сперва как активное сопротивление. При этом напряжение дуги u_B сперва перескакивает на значение $u_{B1}+(u_{B1}/i_1)\Delta i$, а затем по показательному закону изменяется до значения u_{B2}. В диаграмме характеристик дуги этот переход происходит с точки *1* через точку *3* в точку *2* на рис. 9. Изменение проводимости дуги также происходит, как это можно рассчитать по изменению напряжения, согласно рис. 10 по показательному закону:

$$\frac{1}{r}=\frac{1}{r_1}+\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r_1}\right)\left(1-e^{-t/\tau}\right). \tag{3}$$

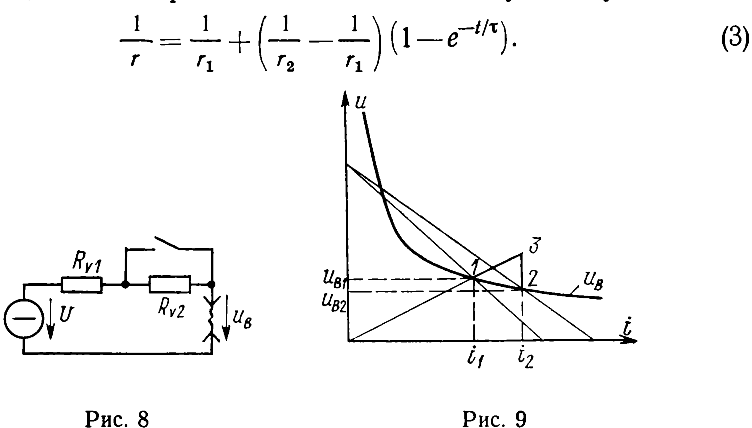


Рис. 8 Рис. 9

Постоянная времени τ имеет большое значение для динамического состояния электрической дуги. Она характеризует инертность дуги, которая играет важную роль особенно при отключении переменного тока, а также для устойчивого состояния дуги. При переходе из состояния *1* в состояние *2* температура дуги, как показывает рис. 3, повышается, а вместе с тем увеличивается и тепловая энергия, аккумулируемая в газе дуги, или теплосодержание Q электрической дуги. Дополнительный подвод энергии требует определенного времени, характеризуемого постоянной времени дуги. Если дуга переходит наоборот из состояния *2* в состояние *1*, т. е. от большего тока к меньшему, то необходимо отвести энергию из дуги. Этот процесс определяется той же постоянной времени.

Таким образом, имеет место взаимосвязь между характеристикой дуги, постоянной времени и теплосодержанием дуги. Если принять произвольную установившуюся характеристику $u_{BS}=u_{BS}(i)$, то при скачке тока Δi от i_1 до $i_2=i_1+\Delta i$ получится следующее изменение напряжения во времени:

$$u_B(t)=u_{BS2}+\left(\frac{u_{BS1}}{i_1}\Delta i+u_{BS1}-u_{BS2}\right)e^{-t/\tau}. \tag{4}$$

При этом мощность, подведенная к дуге, составляет

$$P(t) = u_B(t)\, i_2 = u_{BS2} i_2 - \left[\frac{u_{BS1}}{i_1} i_2 \Delta i + (u_{BS1} - u_{BS2})\, i_2\right] e^{-t/\tau}. \quad (5)$$

Мощность потерь дуги, которая в момент времени $t=0$ равна $u_{BS1} i_1$, также переходит с постоянной времени τ в установившееся состояние *2*. Следовательно, изменение мощности потерь во времени будет выражаться уравнением

$$P_v(t) = u_{BS1} i_1 + (u_{BS2} i_2 - u_{BS1} i_1) \times \times \left(1 - e^{-t/\tau}\right). \quad (6)$$

Таким образом, в период времени перехода из установившегося состояния *1* в установившееся состояние *2* подведенная мощность и мощность потерь со-

Рис. 10

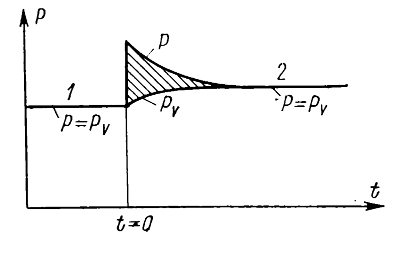


Рис. 11

гласно рис. 11 не равны между собой. Разность этих двух мощностей, соответствующая заштрихованному участку на рис. 11, остается в электрической дуге в виде повышенного теплосодержания. Следовательно, повышение теплосодержания определяется интегралом разности уравнений (5) и (6):

$$\Delta Q = \int_0^{\infty} (P - P_v)\, dt. \quad (7)$$

Из этого уравнения часть величин исключается, так что временной интеграл надо брать только по показательной функции:

$$\Delta Q = \tau\left(\frac{u_{BS1}}{i_1} i_2 \Delta i + u_{BS1} \Delta i\right) = \tau u_{BS1}\left\{\left(1 + \frac{\Delta i}{i_1}\right)\Delta i + \Delta i\right\}. \quad (8)$$

В предельном переходе $\Delta i \to 0$ получается

$$\frac{dQ}{di} = 2\tau u_{BS} \quad (9)$$

и для теплосодержания дуги

$$Q - Q_K = 2\tau \int u_{BS} di. \tag{10}$$

При этом постоянная интегрирования Q_K соответствует теплосодержанию объема дуги при нормальной температуре помещения. Следовательно, теплосодержание дуги можно рассчитать по ее характеристике и постоянной времени, не делая каких-либо предположений о физической природе тепловых потерь в дуге. При интегрировании уравнения (9) предполагается, что постоянная времени не зависит от тока. Это справедливо только в пределах определенных диапазонов тока, так что постояная времени при общезначимой форме записи должна была бы стоять под знаком интеграла.

Для динамического режима горения дуги необходимо найти дифференциальное уравнение, так как одной характеристики рис. 9 для описания режима недостаточно. Поэтому исходят из баланса мощностей и предпосылки, что сопротивление дуги является однозначной функцией теплосодержания. При прерывании дуги особое значение имеет состояние с малыми мгновенными значениями тока. Однако для таких токов характеристика может во многих случаях описываться гиперболической частью уравнения (1). С установившейся характеристикой $u_{BS} = P_0/i$ интеграл уравнения (10) дает выражение

$$Q = 2\tau P_0 \ln \frac{i}{K}, \tag{11}$$

где K является постоянной. При установившемся сопротивлении дуги

$$r_{BS} = \frac{u_s}{i} = \frac{P_0}{i^2} \tag{12}$$

путем исключения i из уравнения (11) и (12) устанавливается зависимость между сопротивлением и теплосодержанием

$$r_{BS} = K_1 e^{-Q/(\tau P_0)}. \tag{13}$$

Уравнение (13) показывает, что повышение или снижение сопротивления дуги определяется множителем e, если соответственно из дуги отбирается или вводится в нее количество тепла τP_0. Если предположить, что эта зависимость справедлива не только для установившегося сопротивления, но и для динамического сопротивления дуги $r_B = F(Q)$, то будет

$$\frac{1}{r_B} \cdot \frac{dr_B}{dt} = \frac{1}{F} \cdot \frac{dF}{dQ} \cdot \frac{dQ}{dt}. \tag{14}$$

При подстановке в это уравнение величины F из уравнения (13), учитывая, что dQ/dt равно разности подведенной и отведенной мощности, получаем

$$\frac{1}{r_B} \cdot \frac{dr_B}{dt} = -\frac{1}{\tau P_0}(P - P_v). \tag{15}$$

Подведенная к дуге мощность P определяется мгновенными значениями u_B и i. Если режим горения дуги соответствует установившейся характеристике, то изменение сопротивления во времени должно исчезнуть и мощность потерь P_v будет при этом равна мощности по установившейся характеристике. Таким образом, для динамического состояния дуги получается следующее дифференциальное уравнение, выведенное в том же виде из моделей О. Майра:

$$\frac{1}{r_B} \cdot \frac{dr_B}{dt} = -\frac{1}{\tau}\left(\frac{ui}{P_0} - 1\right). \tag{16}$$

Это уравнение показывает, что сопротивление дуги убывает, если подводимая мощность превышает потери, и наоборот. Если потери дуги записать в общем виде $P_v = u_{BS} i$, то уравнение (16) можно распространить на любые формы характеристик

$$\frac{1}{r_B} \cdot \frac{dr_B}{dt} = -\frac{1}{\tau}\left(\frac{u}{u_{BS}} - 1\right). \tag{17}$$

Так как уравнения (16) и (17) содержат две неизвестные функции времени, а именно $u_B(t)$ и $r_B(t)$, то для его решения необходимо еще одно уравнение, которое задается электрической цепью, в которой находится дуга. Это уравнение будет рассматриваться в главе 27.

В обоих дифференциальных уравнениях для динамической электрической дуги содержатся некоторые предпосылки, которые выполняются лишь приближенно. Так, например, изменение сопротивления напряжения дуги согласно рис. 10 происходит не строго по показательной функции, а постоянная времени при разных токах также различна. Однако ошибки не выходят за допустимые пределы, так что уравнение (16) в большей мере способствует пониманию процессов, происходящих при коммутации.

Инерция обусловливает в случае дуги переменного тока то обстоятельство, что сопротивление при переходе тока через нуль не принимает бесконечно большого значения, как это можно было бы предполагать на основании установившейся характеристики, и что в зависимости от охлаждения дуги образуется более или менее значительное остаточное сопротивление r_{B0}.

Ввиду конечного значения сопротивления в момент перехода тока через нуль напряжение электрической дуги согласно рис. 12 вместе с током становится равным нулю. Характеристику дуги переменного тока, изображенную на рис. 13, называют динамической характеристикой. При падающем токе она проходит ниже установившейся характеристики, а при возрастающем токе — выше нее.

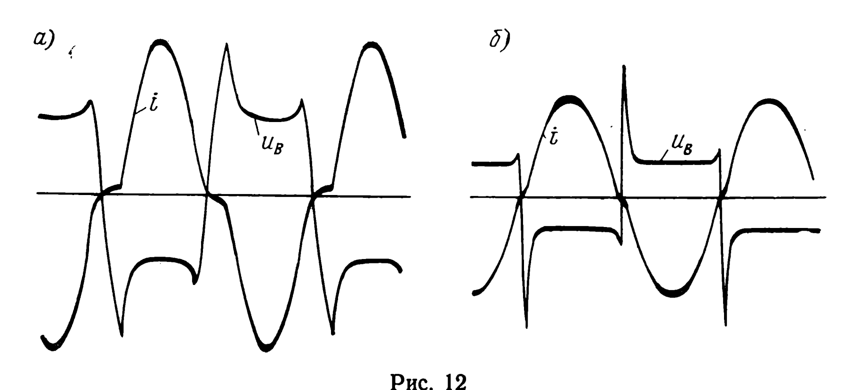


Рис. 12

Исследование проблем устойчивости, возникающих, например, в случае дуги на рис. 5, может также проводиться с помощью дифференциального уравнения динамической дуги. Однако эти уравнения нелинейные, и поэтому для таких целей они имеют слишком сложный вид. При исследованиях устойчивости обычно применяют метод расчета реакции дуги на небольшое изменение тока и напряжения. Если дуга проявляет при этом стремление возвратиться в свое первоначальное состояние, то она устойчива, а в противном случае, наоборот, неустойчива. При небольшом отклонении от установившейся характеристики можно записать для напряжения дуги $u_B = U_{BS} + \Delta u$ и для тока $i = I + \Delta i$, причем U_{BS} и I являются постоянными. Изменение установившейся характеристики выражается величиной

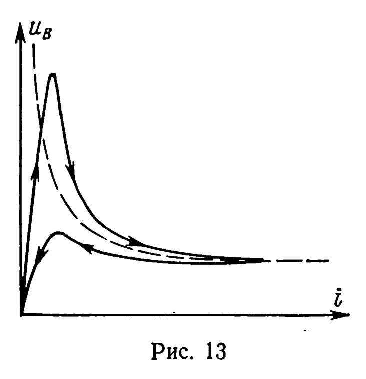


Рис. 13

$$u_{BS} = U_{BS}(I) + \frac{dU_{BS}}{dI}\Delta i. \qquad (18)$$

Если, кроме того, учесть, что $\frac{1}{r}\cdot\frac{dr}{dt}=\frac{1}{u}\cdot\frac{du}{dt}-\frac{1}{i}\cdot\frac{di}{dt}$, то уравнение (17) можно для малых отклонений от установившейся характеристики записать в следующем виде:

$$\frac{1}{U_{BS}+\Delta u}\cdot\frac{d}{dt}\Delta u-\frac{1}{I_{BS}+\Delta i}\cdot\frac{d}{dt}\Delta i=$$
$$=-\frac{1}{\tau}\left[\frac{U_{BS}+\Delta u}{U_{BS}(I)+\frac{dU_s}{dI}\Delta i}-1\right]. \tag{19}$$

Предположим теперь, что $u_{BS}\gg\Delta u$ и $I\gg\Delta i$, а кроме того, $U_{BS}\gg(dU_S/dI)\Delta i$, что для характеристик электрических дуг обычно выполняется; получим тогда при пренебрежении членами высокого порядка линеаризованную форму дифференциального уравнения динамической дуги

$$\frac{d}{dt}\Delta u-\frac{U_{BS}}{I}\frac{d}{dt}\Delta i=-\frac{1}{\tau}\left[\Delta u-\frac{dU_{BS}}{dI}\Delta i\right]. \tag{20}$$

Если еще ввести установившееся сопротивление электрической дуги $R_{BS}=U_{BS}/I$, то уравнение примет очень простой вид

$$\frac{d}{dt}(\Delta u-R_{BS}\Delta i)+\frac{1}{\tau}\left(\Delta u-\frac{dU_{BS}}{dI}\Delta i\right)=0. \tag{21}$$

Это уравнение, так же как и уравнение (17), все еще содержит две неизвестные функции времени $u(t)$ и $i(t)$, так что для дальнейшего анализа устойчивости надо также рассматривать электрическую цепь.

Для показанной на рис. 5 дуги постоянного тока с ограниченным добавочным сопротивлением при небольших отклонениях от установившейся характеристики по уравнению (2) получается

$$U_{BS}+\Delta u=U-(I+\Delta i)R_v. \tag{22}$$

Но ввиду того что уравнение (2) справедливо для любого установившегося состояния, в том числе и для $\Delta u=0$ и $\Delta i=0$, из уравнения (22) исключаются члены U_{BS}, U и I и при этом получается

$$\Delta i=-\Delta u/R_v. \tag{23}$$

Если это выражение подставить в уравнение (21), то будет

$$\left(1+\frac{R_{BS}}{R_v}\right)\frac{d}{dt}\Delta u+\frac{1}{\tau}\left(1+\frac{dU_S}{dI}\cdot\frac{1}{R_v}\right)\Delta u=0. \tag{24}$$

Это дифференциальное уравнение можно в принципе решить, и оно дало бы функцию времени для Δu. Но в более сложных электрических цепях, чем цепь, показанная на рис. 5, дифференциальное уравнение может быть уравнением высшего порядка и его решение возможно лишь в специальных случаях. Однако для исследования устойчивости вовсе не требуется знания изменения во времени Δu и Δi, как это подтверждает нижеследующий анализ. Линейное дифференциальное уравнение с постоянными коэффициентами

$$a_n \frac{d^n}{dt^n} \Delta u + \ldots + a_2 \frac{d^2}{dt^2} \Delta u + a_1 \frac{d}{dt} \Delta u + a_0 \Delta u = 0 \qquad (25)$$

всегда дает в решении функции времени, которые могут быть периодическими и имеют положительный или отрицательный коэффициент затухания. Но ввиду того что для анализа устойчивости важен лишь факт, будет ли дуга при малых отклонениях возвращаться в свое первоначальное состояние или нет, надо только установить, уменьшаются амплитуды колебаний или, наоборот, возрастают. Если колебания затухают, то состояние дуги устойчивое. С помощью метода Гурвица это можно определить, анализируя только коэффициенты дифференциального уравнения. В нашем случае условие устойчивости имеет следующий вид:

$$a_1 > 0, \quad a_0 > 0 \text{ или } 1 + \frac{R_{BS}}{R_v} > 0, \quad \frac{1}{\tau}\left(1 + \frac{dU_{BS}}{dI} \cdot \frac{1}{R_v}\right) > 0. \qquad (26)$$

Ввиду того что как постоянная времени τ, так и R_{BS} и R_v являются постоянными величинами, условие $a_1 > 0$ всегда выполняется, а из $a_0 > 0$ следует

$$-\frac{dU_{BS}}{dI} < R_v. \qquad (27)$$

Следовательно, в данном случае для устойчивости определяющее значение имеет только крутизна характеристики. Однако это справедливо исключительно для дуги постоянного тока, а для электрических дуг переменного тока в критерий будет входить также и постоянная времени, как это покажут приведенные далее расчеты.

Для характеристики вида $u_B = P_0/i$ получается

$$-\frac{du_B}{di} = \frac{P_0}{i^2} < R_v. \qquad (28)$$

Расчет по уравнению (2) обоих токов i_1 и i_2 на рис. 6 для гиперболической характеристики дает выражение

$$i_{1,2} = \frac{1}{2R_v}\left(U \pm \sqrt{U^2 - 4R_v P_0}\right). \qquad (29)$$

Если ввести его в условие неустойчивости по уравнению (28), то получится

$$P_0 < \frac{1}{4R_v}\left(2U^2 \pm 2U\sqrt{U^2-4R_vP_0}-4R_vP_0\right) \qquad (30)$$

или

$$0 < 2\left(U^2-4R_vP_0 \pm U\sqrt{U^2-4R_vP_0}\right) = 2\sqrt{U^2-4R_vP_0}\times$$
$$\times\left(\sqrt{U^2-4R_vP_0}\pm U\right). \qquad (31)$$

Неравенство выполняется, однако, только для положительного знака перед U, соответствующего большему току i_2, так что дуга горит устойчиво лишь при этом токе. Расчет можно легко распространить на полную характеристику по уравнению (1), причем в этом случае больший ток будет также всегда обусловливать устойчивое состояние дуги. В заключение следует заметить, что и прямая сопротивления, которая лишь касается характеристики, что задается условием $U^2=4R_vP_0$, также ведет к неустойчивой дуге. В этом случае получается уравнение

$$\frac{1}{\tau}\left(1+\frac{dU_{BS}}{dI}\cdot\frac{1}{R_v}\right)=0.$$

Для достижения устойчивости горения дуги требуется, однако, выполнение условия $a_0>0$ *.

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ШЕСТАЯ

ОТКЛЮЧЕНИЕ ИНДУКТИВНЫХ ЦЕПЕЙ ПОСТОЯННОГО ТОКА

До сих пор в наших исследованиях мы предполагали, что сопротивление электрической дуги можно изменять совершенно внезапно, так что, в частности, в месте коммутации (на выключателе) оно может мгновенно изменяться при включении от бесконечности до нуля, а при отключении — от нуля до бесконечности. Однако это предположение не соответствует действительности. Для осуществления столь большого изменения сопротивления в месте коммутации в любом случае требуется определенное конечное время. В процессе включения это постепенное изменение существенного значения не имеет, так как ток под

* При наличии падающей части ВАХ дуги анализ устойчивости необходим для учета влияния реактивных элементов. Можно показать, что при больших значениях включенной параллельно дуге емкости устойчивым будет режим малого тока. *(Прим. редактора перевода.)*

действием индуктивности нарастает лишь постепенно и поэтому за короткое время замыкания контактов не вызывает на них заметного напряжения. В противоположность этому при отключении ток имеет сперва еще свое полное значение и может поэтому создавать на выключателе значительное напряжение, изменение которого оказывает решающее влияние на процесс отключения. На самом деле, предполагая, что сопротивление при коммутации мгновенно увеличивается от нуля до бесконечности, мы получаем для индукционной цепи напряжение отключения бесконечно большим и можем его ограничивать только путем шунтирования места коммутации.

Если контактное сопротивление при отключении электрической цепи изменяется, то выведенные ранее простые законы коммутации уже неприменимы. Суперпозиция установившегося тока i' и свободного тока i'' имеет предпосылкой постоянное сопротивление электрической цепи. При нелинейном сопротивлении изменение тока во времени уже не описывается линейным дифференциальным уравнением. Поэтому напряжение, создаваемое полным током, больше не равно сумме напряжений каких-либо составляющих токов. Следовательно, для исследования процесса отключения необходимо вывести закономерности изменения контактного сопротивления или напряжения отключения и затем решить полученное таким путем диффренциальное уравнение.

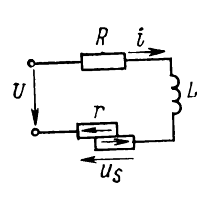


Рис. 1

При размыкании выключателя в любой электрической цепи постепенно уменьшается и затем падает до нуля либо контактное давление, либо площадь соприкосновения контактов, как это показано на рис. 1. Если предположить равномерное движение контактов и обозначить через t_s время их размыкания, то первоначальная контактная площадь S будет изменяться до

$$q = S(1 - t/t_0), \tag{1}$$

если время t отсчитывать от начала процесса размыкания контактов. Контактное сопротивление, которое при полной площади соприкосновения контактов равно r, увеличивается поэтому до

$$\frac{r}{1 - t/t_s} = \frac{rt_s}{t_s - t}. \tag{2}$$

Это переменное сопротивление добавляется к постоянному эффективному сопротивлению R электрической цепи. Таким

образом, для процесса отключения цепи постоянного тока по рис. 1 получается следующее дифференциальное уравнение:

$$L\frac{di}{dt}+Ri+\frac{rt_s}{t_s-t}i=U. \tag{3}$$

Это уравнение является линейным относительно i, но оно содержит в третьем члене зависимый от времени коэффициент.

Для этого уравнения можно получить строгое решение в замкнутой форме, описывающее изменение тока в течение процесса отключения. Однако оно является весьма сложным, и поэтому мы ограничимся частным решением. Наибольший интерес представляет напряжение и плотность тока на выключателе в момент размыкания контактов. В начале движения контактов, когда площадь их контактирования еще значительна, напряжение на выключателе u_s несомненно мало. Лишь с уменьшением площади соприкосновения контактов и повышением контактного сопротивления по уравнению (2) оно возрастает. В любой момент времени оно выражается формулой

$$u_s=\frac{rt_s}{t_s-t}i. \tag{4}$$

В соответствии с графиком на рис. 2 ток i в процессе отключения постепенно уменьшается. Так как в конце процесса коммутации, т. е. в момент времени $t=t_s$, он должен стать равным нулю, для интервала времени, в котором ток близок к нулю, можно принять при линейном приближении

$$\frac{di}{dt}=-\frac{i}{t_s-t}. \tag{5}$$

Подставив это выражение в дифференциальное уравнение (3), получим

$$-\frac{Li}{t_s-t}+Ri+\frac{t_s r}{t_s-t}i=U. \tag{6}$$

В самый последний момент коммутации ток становится настолько малым, что можно пренебречь вторым членом этого уравнения. Поэтому сопротивление R проводников внешней цепи не влияет на окончание процесса отключения. Только отношение $i/(t_s-t)$ сохраняет конечное значение. Заменив это отношение его выражением из уравнения (4), получим

$$-\frac{L}{r}\cdot\frac{u_s}{t_s}+u_s=U, \tag{7}$$

и с учетом этого конечное напряжение размыкания будет иметь выражение

$$u_{se}=\frac{U}{1-L/(rt_s)}. \tag{8}$$

Из этой зависимости, выражающей наибольшее напряжение процесса отключения, видно, что большая индуктивность L и малая продолжительность коммутации t_s сильно увеличивают напряжение отключения по сравнению с рабочим напряжением. Наоборот, большое контактное сопротивление r целесообразно для снижения этого напряжения. При известных значениях L, r и t_s напряжение отключения может стать бесконечно большим, а для еще больших значений отношения в знаменателе уравнения (8) это напряжение становится даже отрицательным и будет направлено противоположно току. Однако в этом случае приведенный выше метод решения дифференциального уравнения является уже неправомерным.

Таким образом, для того чтобы напряжение отключения оставалось конечным, должно выполняться условие для времени размыкания выключателя

$$t_s > L/r. \tag{9}$$

Поэтому оно должно быть больше постоянной времени самих контактов, рассчитанной с учетом общей индуктивности электрической цепи. Это условие может быть выполнено в общем случае только при достаточно большом времени размыкания выключателя и соответственно при выборе подходящего материала для его контактов с большим поверхностным сопротивлением.

Для цепи без индуктивности изменение тока можно легко определить по уравнению (3), которое при этом упрощается до уравнения

$$Ri + \frac{r t_s}{t_s - t}\, i = U \tag{10}$$

и имеет решение

$$i = \frac{U}{R + \dfrac{r}{1 - t/t_s}}. \tag{11}$$

Следовательно, контактное сопротивление r начинает проявляться только тогда, когда его повышение во времени станет того же порядка, что и сопротивление R электрической цепи. Как правило, это происходит лишь в конце процесса размыкания.

Для конкретного случая полные характеристики изменения тока и напряжения на выключателе в индуктивной электрической цепи за период размыкания выключателя приведены на рис. 2. Физическая картина процесса отключения заключается в том, что контактное сопротивление, увеличивающееся при взаимном соскальзывании контактов, отсекло бы ток по уравнению (11) в соответствии с прерывистой кривой на рис. 2, если

бы индуктивность не препятствовала этому и не стремилась его поддержать. Поэтому ток снижается вначале лишь постепенно и должен «нагонять» это отставание в конце периода отключения, когда превалирует контактное сопротивление. Вследствие происходящего теперь более быстрого изменения тока образуется соответственно большое напряжение на индуктивности, оказывающее воздействие также и на «коммутационный участок» (промежуток между расходящимися контактами) и называемое напряжением размыкания электрической цепи.

Уравнение (3) выражает условие хорошего отключения для любых выключателей со скользящими или нажимными контактами. Его можно применять прежде всего к многоступенчатым выключателям, например пусковым реостатам, а также к контактам реле и особенно к коммутации тока в коллекторных машинах, в которых пластины коллектора проскальзывают со значительной скоростью под неподвижными щетками, причем, несмотря на индуктивность обмотки ротора, не должно возникать высокое напряжение.

Рис. 2

Выключатель должен удовлетворять еще одному требованию. Его контакты должны иметь достаточно большую теплоемкость для того, чтобы они могли воспринимать джоулево тепло, выделяющееся при отключении. Электрическая энергия, рассеиваемая в течение всего периода размыкания выключателя (работа коммутации), составляет

$$A=\int_0^{t_s} u_s i\,dt. \tag{12}$$

Если подставить сюда напряжение на контактах u_s, которое согласно уравнению (4) выражается третьим членом дифференциального уравнения (3), то получится

$$A=\int_0^{t_s}\left(U-Ri-L\frac{di}{dt}\right)i\,dt=\int_0^{t_s}(U-Ri)\,i\,dt-\int_I^0 Li\,di. \tag{13}$$

При этом в последнем члене, в котором дифференциал времени исчезает и остается только дифференциал тока, в качестве пределов интегрирования установлены значения тока в моменты времени $t=0$ и $t=t_s$. После этого этот член может быть проинтегрирован, так как мы принимаем индуктивность

за постоянную величину. Если, кроме того, под знак первого интеграла вместо напряжения U ввести начальный ток $I=U/R$, который согласно уравнению (11) определяется главным образом бо́льшим по сравнению с контактным сопротивлением r нагрузочным сопротивлением R, то работа коммутации будет иметь выражение

$$A=\frac{LI^2}{2}+R\int_0^t (I-i)\,i\,dt. \tag{14}$$

Здесь первый член представляет энергию, аккумулированную в индуктивности электрической цепи. При отключении эта энергия полностью отдается выключателю, а в источник питания никакой энергии не возвращается. Кроме того, энергия коммутации в целом содержит еще одну составную часть, которая зависит от изменения исчезающего тока и поступает к выключателю из источника питания. Рассчитаем этот избыток для двух экстремальных случаев. Кривая тока отключения i будет проходить на рис. 3 где-то между током i_1, который при малой индуктивности и низком сопротивлении R падает прямолинейно в течение периода отключения, и током i_2, остающимся при большой индуктивности и значительном сопротивлении R постоянным почти до самого завершения процесса размыкания выключателя

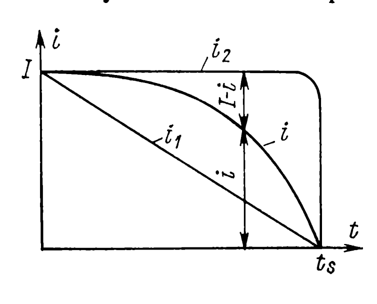


Рис. 3

В первом предельном случае

$$i_1=I\,(1-t/t_s), \tag{15}$$

так что интеграл уравнения (14) имеет вид

$$\int_0^{t_s} (I-i)\,i\,dt=I^2\int_0^{t_s}\frac{t}{t_s}\left(1-\frac{t}{t_s}\right)dt=I^2\frac{t_s}{6}. \tag{16}$$

При этом он имеет наибольшее значение. Поэтому максимальная работа коммутации составляет

$$A_{\max}=\frac{LI^2}{2}+\frac{RI^2t_s}{6}. \tag{17}$$

Если вместо сопротивления ввести постоянную времени электрической цепи

$$T=L/R, \tag{18}$$

то выражение для работы коммутации можно записать в виде

$$A_{\max} = \frac{LI^2}{2}\left(1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{t_s}{T}\right), \tag{19}$$

откуда видно, что она будет тем больше, чем больше время размыкания контактов по отношению к постоянной времени T.

Во втором предельном случае ток i_2 вплоть до последнего момента равен первоначальному току I, так что выражение в скобках под знаком интеграла в уравнении (14) исчезает и весь интеграл становится равным нулю. В этом случае имеет место минимальная энергия потерь

$$A_{\min} = LI^2/2, \tag{20}$$

определяемая энергией, запасенной в индуктивности.

Несмотря на такую пониженную энергию, контакты в случае большой индуктивности испытывают более сильную нагрузку, так как энергия не распределяется на весь период размыкания, а высвобождается лишь в последний момент на сбегающей кромке контактов, причем эта энергия может нагревать сбегающую кромку сильнее, чем большая энергия, которая согласно уравнению (19) распределяется по всей контактной поверхности.

Размеры контактов должны рассчитываться таким образом, чтобы они могли за счет своей теплоемкости и теплопроводности воспринимать выделяющуюся в процессе коммутации энергию без оплавления, образования бусинок расплавленного металла. Наиболее благоприятными материалами с этой точки зрения являются серебро и медь. Серебро применяется в основном при слабых токах, а медь — главным образом при больших токах. Эти материалы, особенно серебро, характеризуются к тому же малым контактным сопротивлением, так что нагрев остается незначительным и при продолжительных режимах работы.

Существенное влияние на напряжение отключения и выделение энергии в обычных электрических цепях оказывает характер их нагрузки. Лампы накаливания и аналогичные им сопротивления почти не имеют индуктивности и поэтому отключаются легко. Аккумуляторные батареи и электродвигатели параллельного возбуждения образуют независимое от тока встречное напряжение (противо-ЭДС), так что при размыкании выключателя прерывается лишь небольшое эффективное напряжение, которое не вызывает значительного напряжения отключения. Обмотки возбуждения этих электродвигателей, имеющие значительную индуктивность, остаются при этом замкнутыми через ротор, так что их энергия не выделяется в выключателе.

Электродвигатели последовательного возбуждения при отключении всю энергию магнитного поля выделяют в выключателях. Поэтому при отключении двигателей выключатель испытывает гораздо более высокие нагрузки.

Для выключателей, которые должны отключать всю электрическую цепь от источника напряжения, почти никогда не удается выдержать условие в отношении перенапряжения по уравнению (9). При размыкании выключателя напряжение на его контактах возрастает до высоких значений, вследствие чего в самих контактах непосредственно при их размыкании происходит преобразование большой мощности. В результате повышения температуры часть материала контактов расплавляется и испаряется, так что сразу после отделения контактов друг от друга в пара́х металла загорается электрическая дуга. При дальнейшем расхождении контактов окружающая их дугогасительная среда (воздух или масло) также настолько сильно нагревается, что и здесь возможно образование электропроводного механизма, способствующего горению электрической дуги.

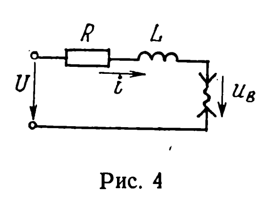


Рис. 4

При этом сопротивление выключателя обусловливается сопротивлением дуги, и его уже нельзя, как для выключателя с дугогасящим сопротивлением, выразить в виде функции времени. В этом случае электрическая дуга в силу особенностей своей характеристики непосредственно влияет на характер изменения тока, так что процесс размыкания цепи на рис. 4 можно описать только дифференциальным уравнением

$$L\frac{di}{dt} + Ri + u_B = U. \tag{21}$$

Здесь U представляет собой сумму всех образующихся в электрической цепи напряжений. Так, например, встречное напряжение электродвигателя надо было бы вычесть из напряжения генератора:

$$U = U_G - U_M. \tag{22}$$

Уравнение (21) можно преобразовать в уравнение следующего вида:

$$L\frac{di}{dt} = (U - Ri) - u_B = \Delta u. \tag{23}$$

Отсюда видно, что отрицательное значение di/dt и, следовательно, снижение тока возможно только в том случае, если Δu также будет отрицательным, т. е. если u_B больше $U - Ri$.

В соответствии с рис. 5 это означает, что характеристика электрической дуги всегда должна проходить над прямой сопротивления. Если кривая напряжения дуги (см. характеристику 2) пересекает прямую сопротивления, то ток только уменьшится со значения I до значения I_1. В случае больших токов ввиду падения напряжения на сопротивлении ток может снижаться уже при $u_B < U$. Однако как только ток в цепи станет небольшим, напряжение электрической дуги должно стать вследствие малого падения напряжения на сопротивлении больше питаю-

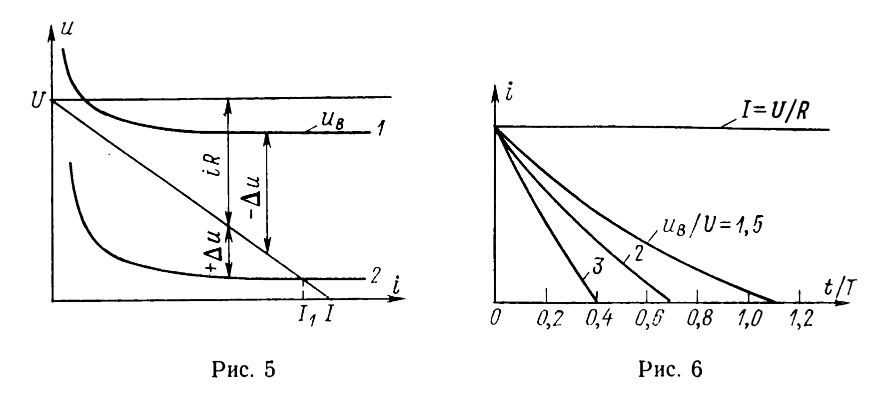


Рис. 5 Рис. 6

щего напряжения (ЭДС), для того чтобы ток мог дальше снижаться в сторону нуля и дуга могла погаснуть.

Для определения изменения тока во времени необходимо проинтегрировать уравнение (23). При этом примем сперва простейший случай, когда u_B=const. Следовательно, мы применяем выключатель, который быстро размыкается по сравнению со временем отключения и после размыкания имеет постоянное напряжение электрической дуги. В этом случае уравнение (21) получает следующее решение:

$$i = \frac{U}{R}\left(1 + \frac{u_B}{U}\left(e^{-t/T} - 1\right)\right], \tag{24}$$

где $T = L/R$ — постоянная времени электрической цепи. Таким образом, согласно рис. 6, ток убывает при этом по показательной функции и по прошествии времени отключения t_s, которое зависит от отношения u_B/U, принимает нулевое значение. Когда отношение u_B/U равно точно значению $e/(e-1)$, время отключения будет $t_s = T$. В остальных случаях время отключения рассчитывается из уравнения (24):

$$t_s = T \ln \frac{u_B - U}{u_B}. \tag{25}$$

Для общего случая, когда напряжение электрической дуги $u_B = u_B(i)$ не является постоянным, в уравнении (23) можно, поскольку только Δu зависит от тока, произвести разделение переменных, и после интегрирования получается

$$t = L \int_{I}^{i} \frac{di}{\Delta u}. \qquad (26)$$

Здесь $I = U/R$ — ток в момент отделения контактов выключателя друг от друга. С помощью этого интеграла можно графическим путем рассчитать изменение во времени $i(t)$. Однако для нас интерес представляет только время коммутации. Путем простого преобразования из предыдущего уравнения получается

$$t = T \int_{I}^{i} \frac{U}{\Delta u}\, d\frac{i}{I}. \qquad (27)$$

Время коммутации выражается этим уравнением, если принять в нем в качестве пределов для переменной i/I значения 1 и 0:

$$t_s = T \int_{1}^{0} \frac{U}{\Delta u}\, d\frac{i}{I}. \qquad (28)$$

Интеграл представляет весь заштрихованный участок на рис. 7. Назовем его аналитическим временем отключения выключателя; при этом видим, что действительное время отключения может быть выражено в виде произведения постоянной времени T электрической цепи и аналитического времени отключения выключателя. Аналитическое время отключения может быть рассчитано для любого выключателя путем определения характеристики его электрической дуги и является типичной величиной для его конструкции. Как мы видели на примере с постоянным напряжением дуги, аналитическое время отключения может быть больше или меньше единицы.

Этот расчет справедлив только для отрезка времени, пока статическая вольт-амперная характеристика дуги является однозначной функцией тока. Как, правило, это условие выдерживается вплоть до токов в несколько десятков ампер. При бóльших токах происходят отклонения, обусловливаемые динамическими свойствами дуги. Более детально эти процессы рассматриваются в главе 27. Для расчета времени отключения, которое, как правило, имеет значение от 5 до 20 мс, вполне достаточно исходить из установившейся характеристики электрической дуги.

В течение времени отключения в электрической дуге выключателя происходит выделение электрической энергии. Эта энергия в целом выражается уравнением

$$A = \int_0^{t_s} u_B i \, dt. \tag{29}$$

Для того чтобы выполнить интегрирование, не зная времени отключения, заменим переменную интегрирования dt из уравненния (26) на di. При этом получим

$$A = L \int_1^0 \frac{u_B}{\Delta u} i \, di = L \int_1^0 \frac{u_B}{U - Ri - u_B} i \, di. \tag{30}$$

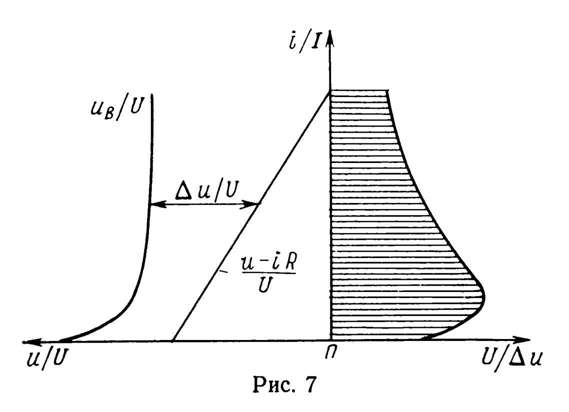


Рис. 7

Мы знаем, что для гашения электрической дуги постоянного тока должно быть $u_B > U - Ri$, так что подынтегральная функция в уравнении (30) будет отрицательной. Поменяем поэтому пределы интеграла и получим

$$A = L \int_0^1 \frac{u_B}{u_B - (U - Ri)} i \, di. \tag{31}$$

Выражение $\frac{u_B}{u_B - (U - Ri)}$ будет теперь для любого значения тока больше единицы, но для очень больших значений u_B оно все больше приближается к единице. Для случая, когда это отношение имеет постоянное значение, равное единице,

$$A = LI^2/2. \tag{32}$$

Эта величина как раз соответствует запасенной в индуктивности энергии магнитного поля в момент размыкания контактов. Следовательно, выделенная энергия в процессе комму-

тации не должна снижаться далее этого значения и при очень больших значениях u_B, а значит, и при малом времени коммутации. При малых u_B энергия увеличивается и достигает, например, для случая, когда u_B вдвое больше питающего напряжения, значения $1{,}24LI^2/2$. Мы можем преобразовать уравнение (31) и получим тогда

$$A = \frac{LI^2}{2}\int_0^1 \frac{2u_B}{u_B-(U-Ri)}\cdot\frac{i}{I}\,d\frac{i}{I}. \tag{33}$$

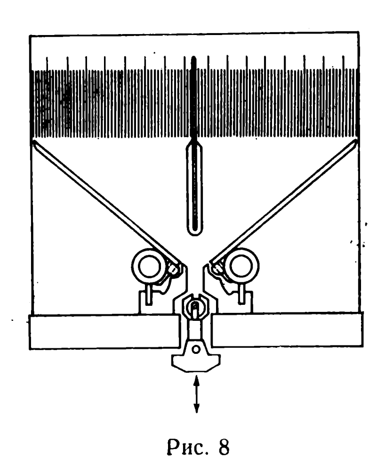


Рис. 8

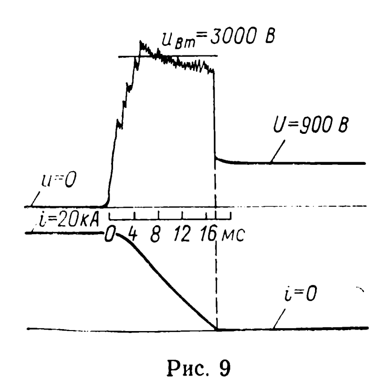


Рис. 9

Следовательно, энергию также можно разложить на две составляющие, одна из которых обусловливается только электрической цепью, а другая — выключателем. Последнюю назовем опять-таки аналитической энергией коммутации. Следует, однако, учесть, что аналитическая энергия коммутации, в отличие от аналитического времени отключения, всегда больше единицы.

В процессе коммутации тепловая энергия выделяется частично в электрической дуге, частично на контактах, в результате чего последние могут нагреваться до высоких температур и даже плавиться. Поэтому контакты должны иметь достаточную теплоемкость, чтобы поглощать тепловую энергию. В быстродействующих выключателях новой конструкции, которым приходится коммутировать очень большие токи, на контактах преобразуется лишь небольшая часть энергии электрической дуги. С целью получения максимально высокого напряжения дуги последняя в соответствии с рис. 8 загоняется за счет собственного магнитного дутья в промежутки между большим числом дугогасительных пластин. При этом дуга образует ка-

тодные и анодные пятна на каждой из дугогасительных пластин, так что к напряжению, соответствующему столбу электрической дуги, добавляется катодное и анодное падение на каждой пластине. В соответствии с этим при наличии 10 пластин напряжение дуги повысится на несколько сот вольт, так как сумма катодного и анодного падений составляет в зависимости от тока 10—30 В. При этом энергия электрической дуги поглощается большей частью стальными пластинами. На рис. 9 показана осциллограмма отключения тока силой 20 кА при 900 В с помощью быстродействующего выключателя. Напряжение

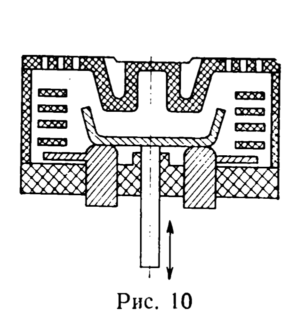


Рис. 10

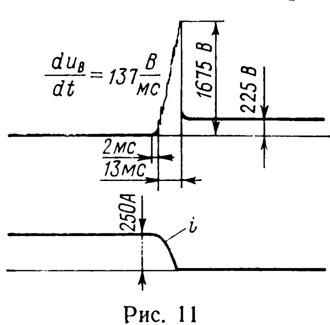


Рис. 11

дуги составляет приблизительно 3000 В и обеспечивает время отключения около 18 мс.

Меньшие токи и напряжения, образующиеся, например, при коммутации электродвигателей воздушными контакторами, создают значительно меньшую энергию электрической дуги, которая может поглощаться самими контактами. В настоящее время контакторы выполняются, как правило, с контактным мостом (рис. 10), так что энергия дуги распределяется на два разрывных промежутка. Здесь также с помощью магнитного дутья часть дуги загоняется в так называемые дугогасительные камеры, благодаря чему не вся энергия дуги будет восприниматься контактами. На рис. 11 приведена осциллограмма отключения тока 250 А при 225 В с помощью воздушного контактора. В противоположность предположениям, которые делались до сих пор, электрическая дуга гаснет при этом еще во время размыкания контактов. Следовательно, напряжение дуги даже не достигает своего конечного значения. Это означает, что в уравнение (21) надо подставлять для u_B не постоянное значение, а функцию, линейно возрастающую со временем. Решение дифференциального уравнения становится в результате этого несколько сложнее, но в принципе сохраняется условие, по которому напряжение дуги должно быть выше напряжения генератора, для того чтобы происходило угасание дуги.

Для передачи электрической энергии по длинным кабельным линиям или по воздушным линиям на очень большие расстояния в настоящее время все больше возрастает значение высоковольтных систем электропередачи постоянного тока. В особенности кабельные линии на постоянном напряжении ввиду отсутствия в них емкостных зарядных токов гораздо экономичнее линий на переменном напряжении. Для отключения токов короткого замыкания в сетях постоянного тока, имеющих рабочие напряжения до нескольких сот киловольт, требуются электрические дуги с очень высокими напряжениями. При этом дуга прижимается с помощью сильного потока масла к ряду пере-

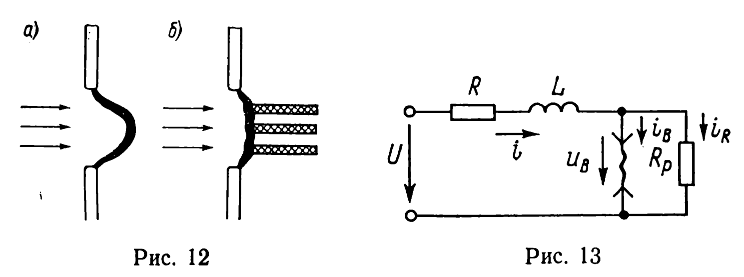


Рис. 12 Рис. 13

мычек из изоляционного материала, вследствие чего очень интенсивно охлаждается. С помощью этих изоляционных перемычек дуга надежно удерживается в определенном положении и, как показывает рис. 12, *а*, не может уклониться от масляного потока. Благодаря этому полностью проявляется эффективность действия масляного потока, при скоростях которого порядка 100 м/с и токах около 800 А достигаются градиенты напряжения электрической дуги до 6 кВ/см и относительная мощность дуги около 6000 кВт/см. Эта очень большая мощность отводится масляным потоком. В высоковольтных цепях постоянного тока токи короткого замыкания ввиду большой индуктивности возрастают с постоянными времени от 30 до 50 мс, так что быстродействующему выключателю приходится прерывать лишь токи короткого замыкания в несколько килоампер. Эти токи могли бы отключаться выключателем по описанному выше принципу. Однако в практической эксплуатации таких аппаратов еще нет.

Статическая вольт-амперная характеристика дуги обусловливает при затухании дуг с малыми токами очень высокие напряжения дуги. Следовательно, и незадолго перед переходом тока через нуль надо ожидать высоких коммутационных перенапряжений. Но, как показывает осциллограмма на рис. 9, это не соответствует действительности. Причина этого заключается в том, что когда ток, как в данном случае, с большой крутизной, порядка 10^6 А/с, стремится к нулевому значению, то не-

задолго перед затуханием электрической дуги происходят отклонения от статической характеристики. Эти отклонения, на которых мы остановимся в главе 27, препятствуют сильному повышению напряжения дуги перед переходом тока через нуль. В противоположность этому при отключении меньших токов, как это показывает осциллограмма на рис. 11, где крутизна тока составляет приблизительно 10^4 А/с, дуге сравнительно долго продолжает соответствовать статическая характеристика. Поэтому при отключении могут возникать очень высокие напряжения дуги. Коммутационные перенапряжения можно ограничивать с помощью параллельных сопротивлений.

В электрической цепи на рис. 13 для изменения тока во времени справедливо дифференциальное уравнение, аналогичное уравнению (21):

$$L\frac{di}{dt}+Ri+u_B=U. \tag{34}$$

Однако здесь полный ток, протекающий в цепи нагрузки, складывается из тока электрической дуги i_B и тока i_R в параллельном сопротивлении:

$$i=i_B+i_R. \tag{35}$$

Следовательно, в характеристике выключателя с параллельным сопротивлением каждому значению напряжения дуги u_B должно соответствовать определенное значение суммы этих двух токов. Поскольку ток в параллельном сопротивлении всегда пропорционален напряжению дуги, эта сумма составляет

$$i=i_B+\frac{u_B}{R_p}. \tag{36}$$

Вольт-амперная характеристика параллельной схемы, приведенная на рис. 14, определяется путем графического сложения тока дуги, соответствующего определенному напряжению, с током в сопротивлении, пропорциональному этому же напряжению. Следовательно, падающая часть характеристики дуги пересекается с линейной характеристикой сопротивления. Таким образом, результирующая характеристика выключателя складывается из двух частей, а именно из прямолинейной части, определяемой исключительно сопротивлением и соответствующей гаснущей дуге, и криволинейной части, задаваемой горящей дугой. Обе эти части выделены на рис. 14 жирными линиями.

Нетрудно заметить, что разностное напряжение Δu, имеющее определяющее значение для снижения тока, увеличивается уже при больших токах. Вследствие этого ток i убывает более сильно даже по сравнению со схемой без параллельного сопротивления. В наиболее простом случае постоянного напряжения

дуги влияние параллельного сопротивления проявляется в виде увеличения активного напряжения дуги на коэффициент

$$u_{Bp} = u_B'(1 + R/R_p), \tag{37}$$

что можно подтвердить расчетом, на котором мы здесь подробно останавливаться не будем. При необходимости более глубокого исследования процесса гашения дуги можно воспользоваться анализом устойчивости, приведенным в главе 25.

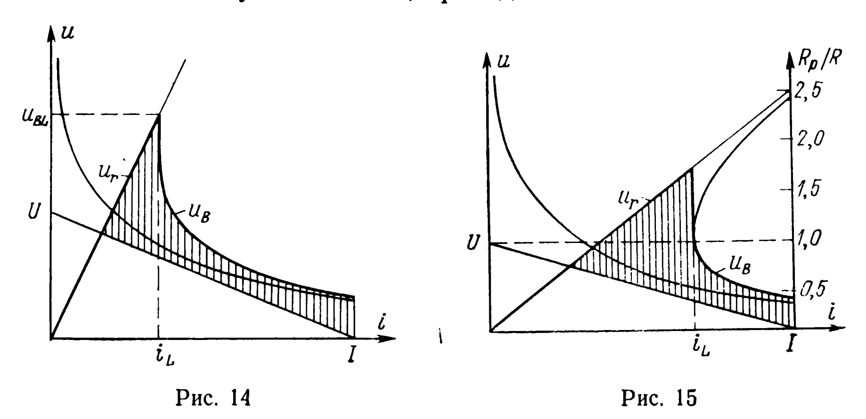


Рис. 14 Рис. 15

В этом анализе для небольших изменений u_B и i было получено дифференциальное уравнение

$$\frac{d}{dt}(\Delta u - R_{Bs}\Delta i) + \frac{1}{\tau}\left(\Delta u - \frac{dU_{Bs}}{dI}\right) = 0. \tag{38}$$

При рассмотрении взаимодействия электрической дуги с параллельным сопротивлением оказывается, что небольшое изменение напряжения дуги Δu_B в параллельном сопротивлении вызывает изменение тока $\Delta u_B/R_p$. Таким образом, изменение тока дуги составляет

$$\Delta i = -\Delta u_B/R_p. \tag{39}$$

При подстановке этого выражения в уравнении (38) будет

$$\left(1 + \frac{R_{Bs}}{R_p}\right)\frac{d}{dt}\Delta u + \frac{\Delta u}{\tau}\left(1 + \frac{dU_{Bs}}{dI}\cdot\frac{1}{R_p}\right) = 0. \tag{40}$$

Следовательно, здесь получается такое же дифференциальное уравнение, как в случае электрической дуги с последовательным сопротивлением. Поэтому условием устойчивого горения дуги является

$$-\frac{dU_{Bs}}{dI} = R_p. \tag{41}$$

Это условие выполняется вплоть до значения тока i_L. При этом токе общая характеристика дуги и параллельного сопротивления имеет бесконечно большой подъем. В противоположность электрической дуге с добавочным сопротивлением, здесь ток ввиду индуктивности L не может повышаться до больших значений и, следовательно, дуга не может переходить в новое устойчивое состояние. Поэтому электрическая дуга гаснет. При этом напряжение на сопротивлении повышается до значения u_{BL}. После угасания электрической дуги ток в параллельном сопротивлении продолжает снижаться до $I=U/(R+R_p)$.

Снижение коммутационного напряжения определяется по рис. 15 в зависимости от отношения R_p/R. Отсюда видно, что при значениях отношения R_p/R приблизительно от 5 до 2 оно вызывает сильное снижение коммутационного напряжения по сравнению со случаем $R_p=\infty$. Если же, напротив, сделать отношение R_p/R еще меньше, то коммутационное напряжение хотя и продолжает снижаться, но относительное изменение уже не является таким большим. Кроме того, с уменьшением отношения R_p/R возрастает остаточный ток. Этот остаточный ток необходимо отключать с помощью выключателя, соединенного последовательно с параллельным сопротивлением. Следовательно, чем больше будет остаточный ток, тем большими должны быть технические затраты на этот выключатель для его отключения.

В этой главе мы не учитывали динамических свойств дуги и проводили анализ, исходя исключительно из статической вольтамперной характеристики. Сперва с помощью дуги надо было добиться перехода тока через нуль. Для этого довольно медленного процесса вполне достаточно учитывать статическую характеристику дуги. Динамические свойства дуги начинают проявляться лишь незадолго перед переходом тока через нуль. Явления, происходящие в этом диапазоне при коммутации постоянного тока, аналогичны процессам при переменных токах, рассматриваемым в главе 27.

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ СЕДЬМАЯ

ОТКЛЮЧЕНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Переменный ток в принципе отключается значительно легче, чем постоянный ток, так как при своем регулярном изменении он систематически через каждый полупериод переходит через нулевое значение. Если бы удалось приводить выключатель в действие настолько точно, чтобы он размыкал цепь в момент

естественного перехода тока через нуль, то начиная с этого момента цепь оставалась бы в обесточенном состоянии и в межконтактном промежутке не возникала бы электрическая дуга. Однако практически изготовление этих, так называемых синхронных, выключателей является до сих пор очень сложным делом, так как ввиду инерции массы контактов выключатель надо было бы приводить в действие за несколько миллисекунд до предположительного момента перехода тока через нуль. Но в период этого «времени упреждения» с учетом всех возможных при эксплуатации условий изменение тока во времени может подвергаться таким влияниям, что его переход через нулевое значение будет происходить не в заранее рассчитанное мгновение, так что основное назначение этого выключателя не будет достигаться. Поэтому для выключателя переменного тока нормальным случаем также является то, что при размыкании контактов образуется электрическая дуга и отключение будет завершено только после гашения дуги. Наиболее благоприятны для этого условия в момент перехода тока через нуль, так как в этом случае задача выключателя состоит не столько в прерывании самого тока, сколько в предупреждении повторного загорания дуги в межконтактном промежутке. Поэтому прежде всего рассмотрим поведение электрической дуги в диапазоне времени, близком к переходу тока через нуль, как до, так и после него.

Приведенное в главе 25 дифференциальное уравнение (16), описывающее динамику дуги,

$$\frac{1}{r_B}\cdot\frac{dr_B}{dt}=\frac{1}{u_B}\cdot\frac{du_B}{dt}-\frac{1}{i}\cdot\frac{di}{dt}=-\frac{1}{\tau}\left(\frac{u_B i}{P_0}-1\right) \tag{1}$$

содержит две зависимые от времени величины: напряжение дуги u_B и ток дуги i. Поэтому для описания поведения дуги необходимо еще второе дифференциальное уравнение, обусловливаемое электрической цепью, в которой горит дуга. Но к решению приведенного уравнения можно подойти также и другим путем, если учесть, что при синусоидальном характере изменения тока его переход через нуль происходит в хорошем приближении линейно. Следовательно, если в уравнение (1) подставить для тока выражение

$$i=(di/dt)_0\,t, \tag{2}$$

то после преобразования получится

$$\frac{1}{u_B^2}\cdot\frac{d}{d\left(t/\tau\right)}\,u_B-\left(1+\frac{\tau}{t}\right)\frac{1}{u_B}=\frac{\tau}{P_0}\left(\frac{di}{dt}\right)_0\frac{t}{\tau}. \tag{3}$$

Таким образом, характер изменения тока во времени предлагается заданным, а выражение di/dt представляет собой при этом постоянную крутизну (скорость нарастания) тока при его переходе через нуль. Уравнение (3) является дифференциальным уравнением Бернулли, которое путем подстановки $1/u_B = v$ может быть преобразовано в линейное дифференциальное уравнение первого порядка и, следовательно, является разрешимым. Однако целесообразно, как это уже делалось при преобразовании уравнения (3), применить в качестве переменной выра-

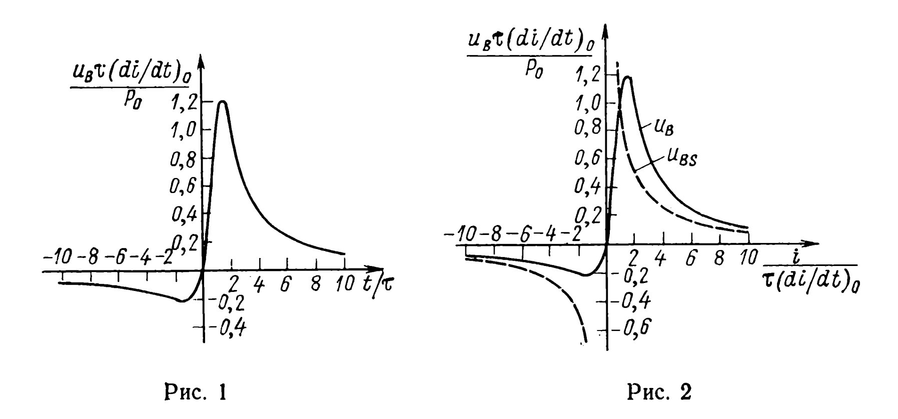


Рис. 1 Рис. 2

жение t/τ, так как при этом решение становится более наглядным. В этом случае решение уравнения (3) принимает вид

$$u_B = \frac{P_0}{\tau\,(di/dt)_0} \cdot \frac{t/\tau}{(t/\tau)^2 - 2t/\tau + 2}. \qquad (4)$$

Очевидно, что результат можно представить в виде одной кривой, если выражение $u_B\tau(di/dt)_0/P_0$ нанести на график в зависимости от t/τ. Параметры электрической дуги действуют таким образом, что с повышением P_0 возрастает и напряжение дуги u_B, а в то же время малые значения постоянной времени также приводят, в особенности вблизи перехода тока через нуль, к повышенным значениям u_B. На рис. 1 приведена кривая изменения напряжения. Пик гашения дуги образуется на кривой ее напряжения перед переходом через нуль, а пик зажигания — после этого перехода, причем интервал времени между пиком зажигания или гашения и моментом перехода тока через нулевое значение составляет $t_{zL} = \pm\sqrt{2}\,\tau$. Если в соответствии с рис. 2 нанести вольт-амперную характеристику, то оказывается, что при падающем токе динамическая характеристика проходит ниже статической, а при возрастающем токе — выше

последней. Это означает, что вследствие инерции электрической дуги ее динамическое сопротивление при падающем токе всегда меньше статического сопротивления, а при возрастающем токе — всегда больше статического. Расчет динамического сопротивления дуги r_B по уравнениям (4) и (2) дает выражение

$$r_B = \frac{P_0}{\tau^2 \left(di/dt\right)_0^2} \cdot \frac{1}{\left(t/\tau\right)^2 - 2t/\tau + 2} \qquad (5)$$

и приводит, в частности, для $t=0$ к остаточному сопротивлению участка дуги при переходе тока через нуль

$$r_{B0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{P_0}{\tau^2 \left(di/dt\right)_0^2}. \qquad (6)$$

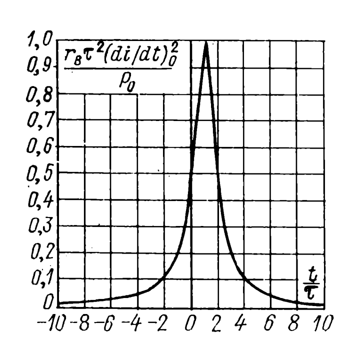


Рис. 3

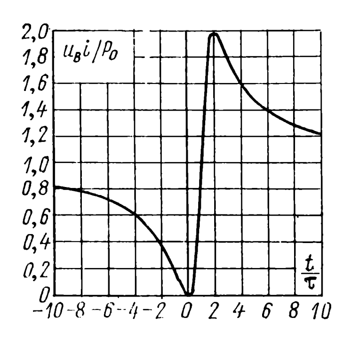


Рис. 4

Если динамическое сопротивление дуги нанесено на график в зависимости от времени, то из рис. 3 очевидно, что оно после перехода тока через нуль сперва продолжает возрастать и лишь по истечении известного времени начинает снова уменьшаться, если подводимая мощность $u_B r$ превышает потери P_0 и дуга снова нагревается. В момент перехода тока через нуль подведенная мощность равна нулю, а затем она возрастает, вначале медленно, как это показывает рис. 4. Из этого рисунка также видно, что дифференциальное уравнение динамической дуги содержит в себе баланс ее энергии. При снижающемся токе подводимая мощность всегда меньше мощности потерь, так что дуга непрерывно охлаждается, в то время как при возрастающем токе подведенная мощность выше отводимой и дуга при этом нагревается.

При очень больших значениях тока i напряжение дуги принимает все меньшие значения, ввиду того, что в основу уравнения (1) положена статическая характеристика $u_{BS}=P_0/i$. Сле-

довательно, при рассмотрении дуги в интервале одного полупериода с физической точки зрения более верно исходить из уравнения (17) главы 25 и выбрать в качестве статической вольтамперной характеристики соотношение

$$u_{BS} = \frac{P_0}{i} \pm u_0. \tag{7}$$

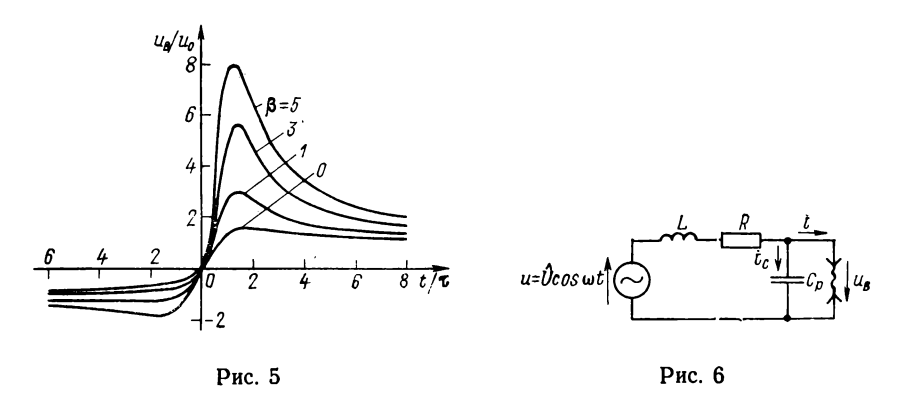


Рис. 5

Рис. 6

При предположении линейного перехода тока через нуль в соответствии с уравнением (2) также можно решить дифференциальное уравнение, и при этом получается

$$\frac{u_B}{u_0} = \frac{t/\tau}{(t/\tau - 1) - \beta \pm \beta^2 e^{\mp(\beta \pm t/\tau)} \{Ei\,[\pm(\beta \pm t/\tau)] + K_{1,2}\}}. \tag{8}$$

Здесь верхние знаки относятся к условию $t/\tau > 0$, а нижние — к условию $t/\tau < 0$. Сокращение $Ei\,(v) = \int (e^v/v)\,dv$ называют интегралом показательной функции; его можно определять по соответствующим таблицам. Постоянные интегрирования для обоих решений различны; при этом

$$\beta = \frac{P_0}{u_0 \tau\,(di/dt)_0}. \tag{9}$$

На рис. 5 нанесены кривые u_B/u_0 для различных значений β в качестве параметра в соответствии с уравнением (8). Из рисунка видно, что при разных значениях β различен и характер изменения напряжения дуги. При больших токах* динамическая характеристика всегда приближается к значению u_0.

---

* Имеется в виду линейный рост тока, который происходит пропорционально t/τ. *(Прим. редактора перевода.)*

Экстремальные значения семейства динамических кривых соответствуют статической характеристике $u_{BS}=u_0$ для $\beta=0$ и $u_{BS}=P_0/i$ для $\beta=\infty$ в соответствии с рис. 1.

Обычно ток вблизи нулевого значения не строго линеен, так как происходят взаимодействия между электрической дугой и электрической цепью, в результате возникают более или менее сильные искажения характеристики тока. Рассмотрим цепь переменного тока, в которой ток ограничивается индуктивностями и активными сопротивлениями. В ней всегда будет параллельная выключателю емкость C_p, образуемая собственными емкостями установки. Эти емкости, которые в высоковольтных распределительных устройствах достигают 0,1 мкФ, а с учетом емкости сети составляют даже несколько микрофарад, распределяются, правда, по всей установке, однако для нашего анализа их следует считать сосредоточенными в соответствии с рис. 6. Согласно рис. 1 напряжение дуги возрастает вблизи перехода тока через нуль до значения пика гашения, что при токе

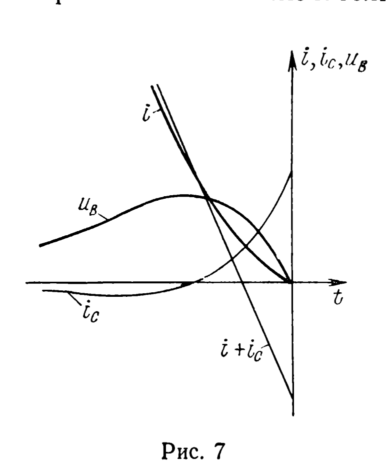


Рис. 7

$$i_C=C_p\frac{du_B}{dt} \qquad (10)$$

означает, что в емкость C_p течет ток, который как бы отводится от тока дуги. После пика гашения отношение дифференциалов напряжения дуги и времени меняет свой знак и, следовательно, из емкости в дугу притекает дополнительный ток, который накладывается на основной ток дуги. Однако изменение характеристики тока оказывает воздействие также и на характер изменения напряжения дуги, так что параллельная емкость изменяет как ток дуги, так и ее напряжение по сравнению с характеристикой на рис. 1. На рис. 7 схематично изображены характеристики полного тока, тока емкости и тока дуги, получающегося в результате взаимного наложения двух первых токов, перед переходом через нуль в зависимости от времени. Особое значение для гашения дуги в выключателе имеет замедленное затухание тока после пика гашения, так как при уменьшении крутизны тока di/dt повышается остаточное сопротивление дуги r_{B0}.

В принципе происходит также взаимодействие между остальными элементами электрической цепи и дугой, так как ток,

протекающий через индуктивность L и сопротивление R, определяется следующим дифференциальным уравнением:

$$u = u_B + (i + i_C) R + L \frac{d}{dt}(i + i_C). \quad (11)$$

Отклонение характеристики изменения тока во времени от синусоидальной в большей мере зависит от отношения приложенного напряжения к напряжению электрической дуги. В случае дуг в высоковольтных цепях питающее напряжение обычно многократно превышает напряжение дуги, так что здесь изменение тока в соответствии с уравнением (11) нарушается не очень сильно. В противоположность этому в низковольтных цепях указанное влияние является весьма существенным. Эти процессы подробно рассматриваются в главе 28.

Точный расчет напряжения и тока электрической дуги возможен только путем решения полной системы дифференциальных уравнений дуги и электрической цепи. Уравнение электрической цепи с чисто индуктивным ограничением тока, соответствующей показанной на рис. 6 цепи без активного сопротивления, имеет вид

$$LC_p \frac{d^2 u_B}{dt^2} + L \frac{di}{dt} + u_B + \hat{U} = 0. \quad (12)$$

Для анализа процессов вблизи перехода тока через нуль при этом можно ввиду сдвига фаз между током и напряжением подставлять для приложенного напряжения $u = \hat{U} \cos \omega t$ постоянную величину $\hat{U}$. Запишем уравнения в безразмерном виде. Обозначим:

$$LC_p = \frac{1}{\omega_0^2}; \qquad \frac{\hat{U}}{\omega L} = \hat{I} \quad (13)$$

и условимся, что $x = \omega_0 t$ — приведенное время; $y = u_B / \hat{U}$ — приведенное напряжение; $z = \omega_0 i / (\omega \hat{I})$ — приведенный ток; $\frac{y}{z} = \rho = \frac{u_B}{i} \cdot \frac{\omega \hat{I}}{\omega_0 \hat{U}}$ — приведенное сопротивление.

В формуле $\omega_0 = 2\pi f_0$ величина f_0 является собственной частотой электрической цепи, с которой, в частности, при процессах отключения на выключателе восстанавливается напряжение. С этими приведенными величинами система дифференциальных уравнений (1) и (12) принимает вид

$$\frac{1}{y} \cdot \frac{dy}{dx} - \frac{1}{z} \cdot \frac{dz}{dx} = -\frac{1}{\Theta}(yzP_0 - 1); \quad (14)$$

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{dz}{dx} + y + 1 = 0. \quad (15)$$

Параметры Θ и P_n определяются выражениями:

$$\Theta = \omega_0 \tau; \qquad P_n = \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{\hat{U}\hat{I}}{P_0}. \tag{16}$$

Таким образом, при решении данной проблемы значение имеет не только постоянная времени τ дуги, но и произведение частоты собственных колебаний восстанавливающегося напряжения и постоянной времени. На этой взаимосвязи мы еще остановимся при рассмотрении процессов после перехода тока

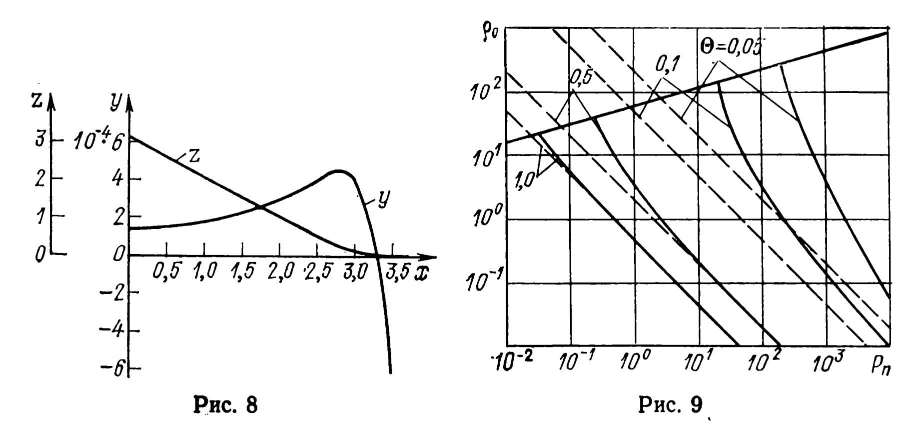


Рис. 8 **Рис. 9**

через нуль. Мощность охлаждения также не входит непосредственно в расчет, а выражается в зависимости от произведения $\hat{U}\hat{I}$. В технике аппаратостроения произведение отключенного тока и напряжения сети называют однополюсной разрывной мощностью выключателя P, так что

$$P = UI = {}^1/_2 \hat{U}\hat{I}. \tag{17}$$

Система уравнений (14) и (15) не может решаться в замкнутом виде аналитическим путем, так что можно получать только численные решения, например с помощью ЭЦВМ. Результат одного из таких решений с определенными параметрами Θ и P_n показан на рис. 8. Из него видно, как в результате описанного выше взаимодействия между дугой и электрической цепью вблизи перехода тока через нуль происходит постепенное затухание приведенного тока z.

С помощью достаточного числа примеров расчета с разными параметрами Θ и P_n можно получить общее представление относительно поведения электрической дуги в зависимости от этих параметров. В частности, сопротивление в момент перехода тока через нуль показывает при точном расчете отклонения от значений, полученных по уравнению (6).

На рис. 9 точно рассчитанные значения приведенного сопротивления дуги ρ_0 в момент перехода тока через нуль нанесены в зависимости от приведенной разрывной мощности P_n, где Θ является параметром. В этом графике учтено также и рассчитанное по уравнению (6) сопротивление r_{B0} в приведенном виде. Если r_{B0} умножить на $\omega\hat{I}/(\omega_0\hat{U})$, то получится

$$r_{B0}\frac{\omega\hat{I}}{\omega_0\hat{U}}=\frac{1}{2}\cdot\frac{P_0\omega\hat{I}}{\tau^2(\omega\hat{I})^2\omega_0\hat{U}}=\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{\Theta^2}\cdot\frac{1}{P_n}. \tag{18}$$

При этом для крутизны тока в момент его перехода через нуль принято $(di/dt)_0=\omega\hat{I}$. Из рис. 9 видно, что с повышением приведенной разрывной мощности P_n остаточное сопротивление дуги снижается. При этом прерывистые линии, полученные для зависимости $\rho_0=f(P_n)$ путем приближенного расчета с повышением приведенной разрывной мощности P_n приближаются к полученным путем точного расчета кривым, вычерченным сплошными линиями. Это означает, что чем больше будет, например, отключенный ток $\hat{I}$, тем меньшим окажется искажение характеристики тока. Большая постоянная времени также оказывает воздействие в том же направлении. Значения ρ_0, полученные путем точного расчета, ограничиваются сверху линией, на значении которой мы остановимся ниже.

Таким образом, из динамической теории электрической дуги вытекает, что дуга переменного тока имеет в момент перехода тока через нулевое значение конечное сопротивление. Теперь обратимся к поведению дуги в выключателе после перехода тока через нуль. Приведенное в уравнении (4) решение для заданного изменения тока во времени не может применяться, особенно для электрических дуг, которые настолько сильно охлаждаются, что могут угаснуть. В таком случае сопротивление дуги увеличивается настолько, что дальнейшее линейное изменение тока после его перехода через нуль становится невозможным. В изображенной на рис. 6 электрической схеме между током и питающим напряжением происходит сдвиг по фазе. После гашения электрической дуги на зажимах выключателя появляется питающее напряжение в соответствии с положением по фазе в тот или иной момент. Однако ввиду наличия параллельной емкости C_p это изменение происходит не мгновенно, а с некоторым переходным процессом, частота которого равна собственной частоте электрической цепи. В идеальном выключателе, изменяющем свое сопротивление при переходе тока через нуль с нулевого значения до бесконечности, восстанавливающееся напряжение имеет следующий характер:

$$u_w=\hat{U}\,(1-\cos\omega_0 t), \tag{19}$$

причем изменение напряжения начинается ввиду наличия на выключателе параллельной емкости с нулевой крутизны. Однако реальный выключатель имеет напряжение горения дуги, и сопротивление дуги также изменяется в течение конечного времени, так что характеристика восстанавливающегося напряжения начинается всегда с некоторой конечной крутизной, как это показывает приведенный на рис. 8 пример расчета. Далее, не учтенное в уравнении (19) демпфирование приводит к тому, что высокочастотное наложенное колебание постепенно затухает, u_w переходит в напряжение сети. Следовательно, для расчета поведения дуги после перехода тока через нуль приложенное к электродам напряжение может задаваться аналогично тому, как в уравнении (3) задавался ток дуги. Если приближенно выразить характер изменения восстанавливающегося напряжения соотношением

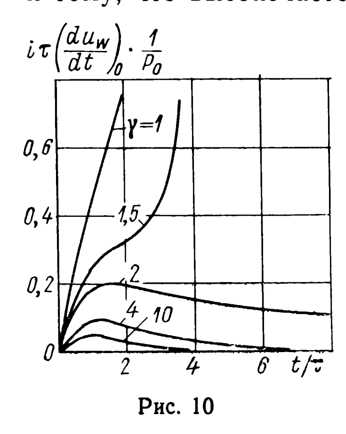


Рис. 10

$$u_B = \left(\frac{du_w}{dt}\right)_0 t, \tag{20}$$

то получается дифференциальное уравнение, которое может решаться тем же методом, что и уравнение (3). Задав в качестве начального условия сопротивление межконтактного промежутка в момент перехода тока через нуль r_{B0}, получим решение

$$i = \frac{P_0}{\tau\,(du_w/dt)_0} \cdot \frac{t/\tau}{(t/\tau)^2 - 2t/\tau + 2 + (\gamma - 2)\,e^{t/\tau}}, \tag{21}$$

где

$$\gamma = \frac{r_{B0}P_0}{\tau^2\left(du_w/dt\right)_0^2}. \tag{22}$$

В противоположность уравнению (4) это решение уже нельзя выразить одной кривой. На рис. 10 приведены характеристики изменения тока во времени для разных значений γ, причем для $\gamma > 2$ ток после достижения максимума снижается до нуля, т. е. сопротивление становится бесконечно большим. В случае $\gamma \leqslant 2$ по прошествии определенного времени снова имеет место сильное возрастание тока, причем сопротивление дуги, как на рис. 3, проходит через максимум. В этом случае гашение дуги не достигается, происходит так называемое повторное зажигание. Здесь также оказывается, что небольшая постоянная времени благоприятствует гашению дуги, поскольку значение γ возрастает вследствие как повышенного остаточного

сопротивления, так и малой постоянной времени. Важная взаимосвязь имеет также место между крутизной восстанавливающегося напряжения du_w/dt и способностью дуги к угасанию, в частности согласно уравнению (22) при прочих постоянных

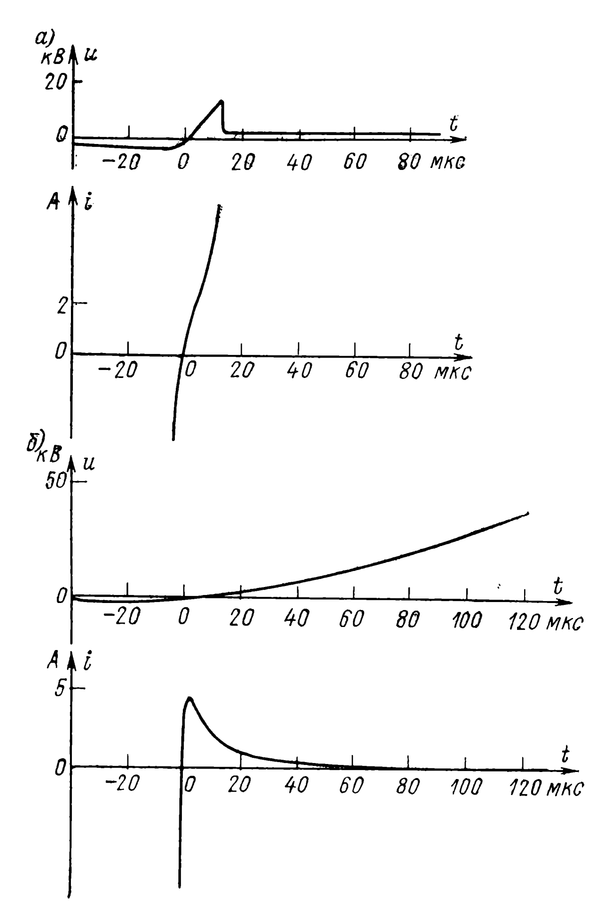


Рис. 11

условиях гашение дуги будет протекать тем лучше, чем меньше величина du_w/dt. Крутизна восстанавливающегося напряжения определяется главным образом собственной круговой частотой электрической цепи $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, так что при малой собственной частоте способность дуги к угасанию в промежутке между контактами возрастает. Эта взаимосвязь вытекает также из точного решения для динамического режима горения дуги, при

котором приведенный параметр $\Theta=\omega_0\tau$. Это означает, что влияние повышенной собственной частоты цепи может компенсироваться уменьшенной постоянной времени. Уравнение (21) справедливо лишь, пока восстанавливающееся напряжение не имеет сильных отклонений от линейной зависимости, что сохраняется приблизительно в течение четверти его периода колебания. Эти процессы при повторном зажигании протекают в выключателях большой разрывной мощности, как правило, менее чем за 50 мкс, так что линейное приближение восстанавливающегося напряжения является достаточным вплоть до частот переходных колебаний порядка 10 кГц.

Теоретически рассчитанные процессы весьма близко совпадают с наблюдаемыми на практике изменениями тока и напряжения вблизи перехода через нуль, как это показано на рис. 11 на примере повторного зажигания и гашения дуги с токами последействия в выключателе большой мощности. Во многих случаях токи последействия настолько малы, что уже не поддаются измерению и выключатель гасит дугу практически без тока последействия. Это означает что в таком выключателе дуга еще перед переходом тока через нуль настолько интенсивно охлаждается, что r_{B0} очень велико и возникают большие значения γ.

В соответствии с полученными до сих пор результатами принципиально возможно рассчитать предельную кривую для теплового повторного зажигания. Уравнение (6) дает сопротивление дуги в момент перехода тока через нуль при отсутствии дополнительных влияний на характер изменения тока во времени. Мы видим, что в результате взаимодействия между дугой и электрической цепью происходит искажение тока, приводящее к снижению крутизны характеристики тока незадолго до его перехода через нуль. Следовательно, уравнение (6) надо записать в следующем виде:

$$r_{B0}=\frac{1}{2}\cdot\frac{P_0}{\tau^2(f_i\omega\hat{I})^2}, \tag{23}$$

причем $f_i<1$. Из уравнения (19) определяем максимальную крутизну восстанавливающегося напряжения $\omega_0\hat{U}$. Однако вскоре после перехода через нуль крутизна восстанавливающегося напряжения оказывается еще меньше, так что здесь тоже надо применять коэффициент f_u:

$$du/dt=f_u\omega_0\hat{U}. \tag{24}$$

Если уравнения (23) и (24) подставить в уравнение (22) и учесть, что для теплового повторного зажигания $\gamma=2$, то получится

$$2f_uf_i=\frac{P_0}{\omega\omega_0\tau^2\hat{I}\,\hat{U}}. \tag{25}$$

При повторном тепловом зажигании дуги можно принять коэффициенты $f_i=0{,}4$ и $f_u=0{,}5$. Учитывая приведенные параметры из уравнения (16), получим для предельной кривой теплового повторного зажигания зависимость

$$P_n = 2{,}5\frac{1}{\Theta^2}. \qquad (26)$$

На рис. 12 показан характер этой кривой, а также приведены пределы, установленные путем численного интегрирования уравнений (14) и (15). Эти расчеты проводились разными авто-

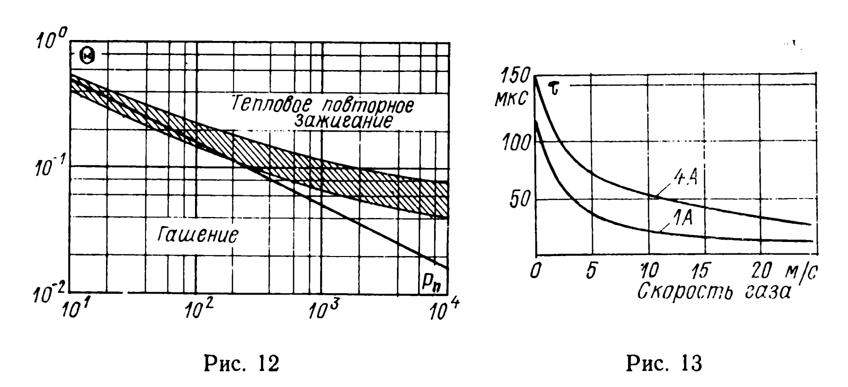


Рис. 12

Рис. 13

рами и поэтому ввиду различных методов расчетов и пределов точности получились несколько отличающиеся результаты. Это показывает, что оценка коэффициентов f_i и f_u верна только в определенном диапазоне. Для больших значений P_n коэффициент f_u должен приниматься меньшим 0,5.

Значения постоянных времени могут у различных дуг колебаться в широких пределах. Так, например, постоянная времени дуги, свободно горящей в воздухе, составляет примерно 100 мкс. В результате контакта дуги с охлаждаемыми стенками или в соплах из изоляционного материала постоянные времени сильно снижаются и достигают нескольких микросекунд. Такой же эффект достигается под действием аксиального газового потока, как это показано на рис. 13 на примере дуги постоянного тока, горящей в воздухе в трубе диаметром 25 мм и длиной около 25 мм. Постоянные времени определяются при этом по описанному в главе 25 методу путем наложения скачка тока на ток электрической дуги. Для дуг переменного тока при больших токах, например токах короткого замыкания, этот метод вблизи перехода тока через нуль применять нельзя. Однако и в этом случае существует возможность для определения постоянной времени электрической дуги. Для этой цели необхо-

димо снять осциллограмму изменения тока и напряжения в районе перехода через нуль, пример которой показан на рис. 11. По изменениям тока и напряжения можно рассчитать мощность электрической дуги $u_B i$ и сопротивление дуги r_B в функции времени. Если рассматривать выражения $u_B i$ и $\frac{1}{r_B} \cdot \frac{dr_B}{dt}$ как переменные, то дифференциальное уравнение (1) соответствует уравнению прямой, приведенной на рис. 14. Указанные отрезки осей соответствуют величинам $1/\tau$ и P_0. Поскольку рассматриваемая динамическая теория дуги ввиду сложных и многообразных процессов, происходящих в электрической дуге, представляет собой лишь простое приближение, подобные оценки не дают точно прямую. Однако, если рассматривать отдельные интервалы в несколько постоянных времени, то тем не менее получается удовлетворительное совпадение между теорией и практикой. При заданном линейном изменении тока, согласно уравнению (4), интервал между пиком гашения и моментом времени перехода напряжения через нуль составляет $t_L = \sqrt{2}\,\tau$, так что постоянную времени можно определить и из осциллограммы напряжения дуги. Под влиянием искажения характеристики тока указанный коэффициент несколько увеличивается, так что при этом вместо множителя $\sqrt{2}$ следует в зависимости от искажения тока подставлять значения от 1,7 до 3,0. Определяемые таким путем постоянные времени колеблются у современных выключателей большой разрывной мощности в диапазоне номинальных отключаемых токов между 0,5 и 5 мкс.

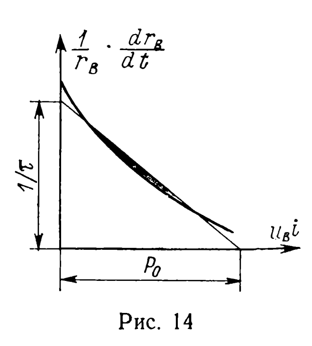


Рис. 14

Если при гашении дуги токи последействия снизились до значений ниже 100 мА, то описание происходящих в дуге процессов с помощью уравнения (1) уже невозможно. Газ в промежутке между контактами практически уже не обладает электропроводностью, но все еще имеет температуры в несколько тысяч градусов Цельсия, и, следовательно, его плотность значительно ниже, чем при нормальной температуре. Плотность молекулярного газа, например воздуха или водорода, при высоких температурах и постоянном давлении снижается уже не обратно пропорционально абсолютной температуре, а более интенсивно. Это обусловливается диссоциацией молекул газов N_2, O_2 и т. п. на отдельные атомы, причем средняя молекулярная масса газа, а вместе с тем и его плотность снижаются. Диссоциация молекулярного газа начинается в диапазоне температур

приблизительно от 1000 до 4000° С, т. е. предшествующем диапазону температур, в котором газ становится электропроводным. С другой стороны, пробивное напряжение газового участка, если не учитывать некоторой неравномерности, возрастает с повышением давления, а значит, и плотности. Следовательно, после затухания тока последействия между контактами имеется газ с относительно высокой температурой и малой плотностью, а значит, с пониженной диэлектрической пробивной

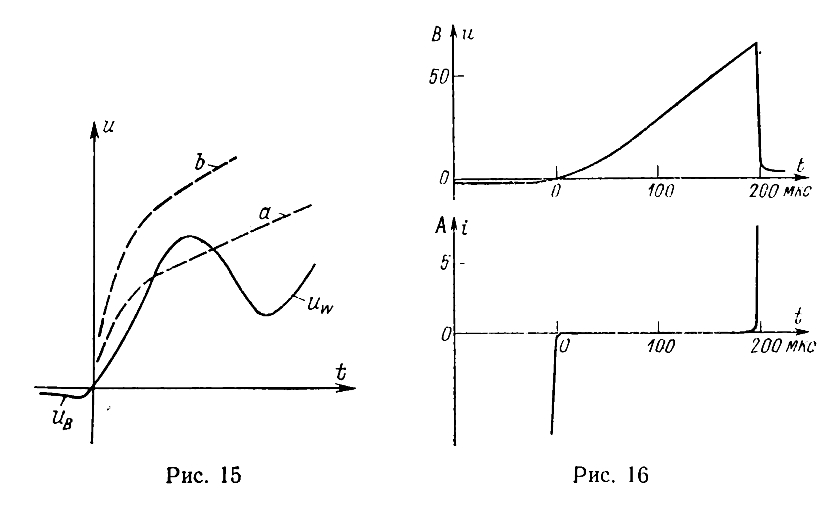


Рис. 15

Рис. 16

прочностью. Постоянная времени охлаждения этого проводящего газа имеет порядок уже не единиц микросекунд, а значительно более высокий, так что и по прошествии нескольких сот микросекунд температура газа будет превышать окружающую.

При охлаждении газа плотность снова возрастает, а вместе с ней и пробивная прочность. Этот процесс называют восстановлением диэлектрической прочности. Таким образом, после того как затухли токи последействия в межконтактном промежутке, начинается как бы состязание между восстановлением диэлектрической прочности, с одной стороны, и восстановлением напряжения — с другой. Если восстанавливающееся напряжение u_w превысит значение, соответствующее диэлектрической прочности, как это показано кривой *a* на рис. 15, то произойдет пробой межконтактного промежутка, в результате чего в течение следующего полупериода будет протекать ток. Если же, напротив, кривая восстановления диэлектрической прочности *b* будет все время оставаться выше кривой восстанавливающегося напряжения, то размыкание тока будет окончательным. При исследованиях перехода тока через нулевое значение в выключа-

телях большой разрывной мощности фиксировались как повторные зажигания дуги вследствие токов последействия по рис. 11, так и диэлектрические повторные зажигания, пример которых приведен на рис. 16. Превалирование того или иного вида повторного зажигания зависит в сильной степени от конструкции дугогасительного устройства и от применяемого средства гашения дуги. С возрастанием тока на первый план, как правило, выступает тепловое повторное зажигание, так же как и при большой начальной крутизне восстанавливающегося напряжения.

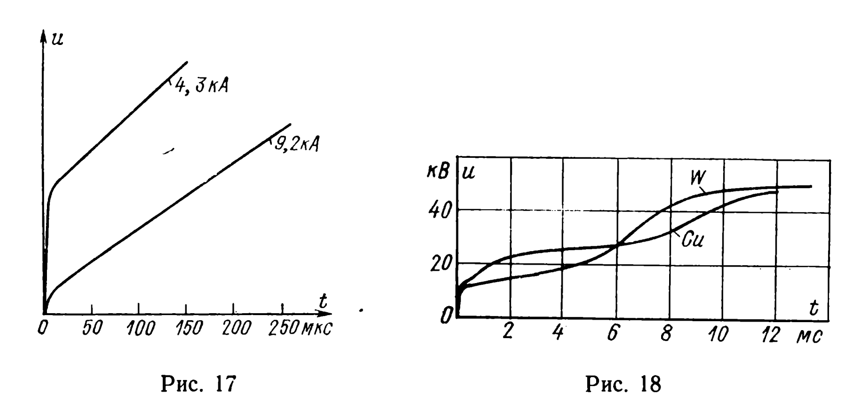


Рис. 17 Рис. 18

Относительно характера изменения во времени восстановления диэлектрической прочности до сих пор проводилось еще мало экспериментальных исследований. Для выключателя большой разрывной мощности на 20 кВ приведенная на рис. 17 характеристика восстановления диэлектрической прочности имеет вначале крутой подъем, который по прошествии некоторого времени переходит в более умеренный. Параметрами здесь являются отключенные токи. Этот характер изменения можно приближенно выразить формулой

$$K = K_0\left(1 + \alpha t - e^{-\beta t}\right), \tag{27}$$

причем значения α колеблются в диапазоне от 2 до $6 \cdot 10^3$ с$^{-1}$, а значения β — в диапазоне от 1 до $10 \cdot 10^4$ с$^{-1}$. Уравнение (27) справедливо только для интервала времени в несколько сот микросекунд после угасания дуги. Для больших периодов времени на рис. 18 приведены кривые восстановления диэлектрической прочности в воздушных выключателях с вольфрамовыми и медными контактами после отключения тока 2,3 кА. По истечении столь большого времени после перехода тока через нулевое значение диэлектрическая пробивная прочность опреде-

ляется не столько температурой остаточного газа, сколько усиленной эмиссией электронов из контактов. Температура пятна горения дуги составляет в течение полупериода колебания тока приблизительно 3000° С и снижается после угасания дуги в результате теплопроводности и радиации, так что восстановление диэлектрической прочности зависит от размеров и физических свойств электрода.

При очень малых расстояниях между электродами, как это бывает в низковольтных выключателях, важное значение имеет отвод тепла из горячего газа в материал электродов. На рис. 19 показана временная зависимость диэлектрической пробивной прочности устройства с электродами при разных расстояниях между ними. В рисунок внесены также расчетные характеристики температуры газа при условии, что при всех расстояниях имела место одинаковая начальная температура 10^4 К и тепло отводится в материал электродов. Следовательно, чем быстрее падает температура, тем быстрее возрастает диэлектрическая прочность.

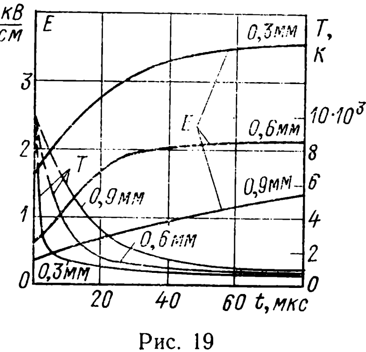


Рис. 19

Обратимся еще раз к процессам перед переходом тока через нулевое значение и рассмотрим случай, когда емкость, параллельная электрической дуге, все больше возрастает. При этом согласно уравнению (10) ток i_C также будет возрастать до тех пор, пока, наконец, весь ток дуги не начнет протекать в емкость и не угаснет дуга. Этот процесс может быть исследован посредством анализа устойчивости. Мы исходили при этом из дифференциального уравнения динамической дуги для малых отклонений от характеристики [уравнение (21) в главе 25] и принимаем, что $u_B = U_{BD} + \Delta u$ и $i = I + \Delta i$. Тогда совместно с уравнением (12) для электрической цепи получается система уравнений

$$\frac{d}{dt}(\Delta u - R_{BD}\Delta i) + \frac{1}{\tau}\left(\Delta u - \frac{dU_{BD}}{dI}\Delta i\right) = 0; \qquad (28)$$

$$LC_p \frac{d^2}{dt^2}(U_{BD} + \Delta u) + L\frac{d}{dt}(I + \Delta i) + U_{BD} + \Delta u + \hat{U} = 0\cdot \qquad (29)$$

В первоначальном виде выражения R_{BD} и dU_{BD}/dI соответствуют сопротивлению и крутизне статической характеристики. Динамическая характеристика дуги переменного тока отключается от статической вследствие инерции дуги. При введении

некоторой неустойчивости изменения тока и напряжения дуги будут происходить настолько быстро, что динамическую характеристику можно рассматривать как статическую. Поэтому при анализе устойчивости динамическую характеристику называют квазистатической. Уравнение (29) может быть объединено с уравнением (12) путем исключения Δi в единое дифференциальное уравнение для Δu

$$R_{BD}\frac{d^3}{dt^3}\Delta u+\left(\frac{1}{C_p}+\frac{1}{\tau}\cdot\frac{dU_{BD}}{dI}\right)\frac{d^2}{dt^2}\Delta u+$$
$$+\left(\frac{1}{C_p}+\frac{R_{BD}}{LC_p}\right)\frac{d}{dt}\Delta u+\frac{dU_{BD}}{dI}\cdot\frac{1}{LC_p}\Delta u=0. \quad (30)$$

Критерий устойчивости Гурвица требует в этом случае для устойчивой дуги

$$R_{BD}=a_3>0; \quad \frac{1}{C_p}+\frac{1}{\tau}\cdot\frac{dU_{BD}}{dI}=a_2>0; \quad \frac{1}{C_p}+\frac{R_{BD}}{LC_p}=a_1>0;$$
$$\frac{dU_{BD}}{dI}\cdot\frac{1}{LC_p}=a_4>0. \quad (31)$$

Кроме того, должно быть

$$a_1a_2-a_0a_3>0.$$

Рассмотрим сперва требование $a_4>0$. Ввиду того что все встречающиеся здесь величины положительны, а dU_{BD}/dI является отрицательным, это требование вообще невыполнимо. Однако тщательное исследование показывает, что это требование справедливо только для электрических дуг постоянного тока. Следовательно, поскольку здесь рассматривается дуга переменного тока, требование $a_4>0$ отпадает. Все остальные критерии должны выполняться, если справедливо требование $a_2>0$. Отсюда следует, что электрическая дуга с параллельной емкостью горит устойчиво, пока выполняется условие

$$\tau>-C_p\frac{dU_{BD}}{di}. \quad (32)$$

В течение полупериода колебания крутизна характеристики очень мала и только незадолго до пика гашения отношение dU_B/di может стать настолько большим, что условие (32) перестанет выполняться. При этом неустойчивость дуги приводит к тому, что ее ток становится равным нулю и весь ток цепи протекает полностью через емкость C_p, в то время как напряжение дуги сохраняет еще некоторое значение, как это показывает осциллограмма, приведенная на рис. 20. Поэтому переходный процесс восстановления напряжения начинается не с нулевого значения, а с некоторого конечного значения u_B. Если это опро-

кидывание тока происходит во время процесса коммутации, то тепловое повторное зажигание дуги, как правило, невозможно и отказ эффективного действия разрывного промежутка может произойти только в результате пробоя. Следовательно, большая параллельная емкость благоприятствует отключению тем, что, во-первых, снижает частоту восстанавливающегося напряжения, а во-вторых, способствует опрокидыванию тока. Нанесенная на рис. 9 верхняя ограничительная линия является теперь границей между переходами тока через нулевое значение с опрокидыванием тока и без него. Эта граница определяется применением уравнения (32). Выше этой линии происходит опрокидывание, так что расчет сопротивления дуги в момент перехода тока через нуль смысла не имеет. При измерениях на выключателях приходится наблюдать, что между обоими предельными случаями с одновременным переходом тока и напряжения через нуль перед пиком гашения возможно также исчезновение тока в диапазоне между пиком гашения и переходом напряжения через нулевое значение. Здесь так же, как при гашениях дуги без тока последействия, сопротивление электрической дуги возрастает перед переходом через нуль до очень высоких значений вследствие интенсивного охлаждения.

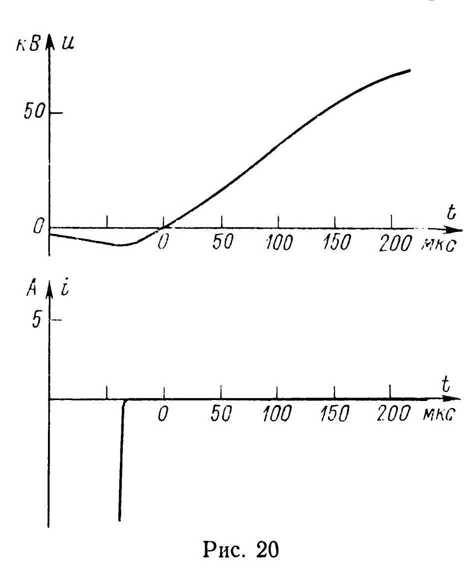


Рис. 20

До сих пор мы анализировали процесс отключения переменного тока только в момент перехода тока через нуль и предполагали напряжение дуги во время полупериода колебания постоянным. В действительности же напряжение дуги при увеличении расстояния между контактами возрастает вследствие растяжения дуги. При этом с учетом движения контактов для преобразуемой в дуге энергии складываются интересные взаимосвязи.

Рассмотрим полупериод колебания синусоидального тока и предположим, что напряжение дуги с увеличением расстояния между контактами возрастает линейно:

$$u_B = El = Ev\,(t - t_a); \qquad i = \hat{I}_b \sin \omega t, \tag{33}$$

где l — расстояние между контактами, v — скорость размыкания контактов, E — градиент напряжения дуги и t_a — момент разделения контактов. При рассмотрении электрической дуги с n полупериодами тока потери в дуге будут определяться следующим уравнением:

$$A = \int_{t_a}^{t_e} u_B |i| dt = \int_{\omega t_a}^{n\pi} \frac{E\hat{I}v}{\omega^2} (\omega t - \omega t_a) |\sin \omega t| d\omega t. \qquad (34)$$

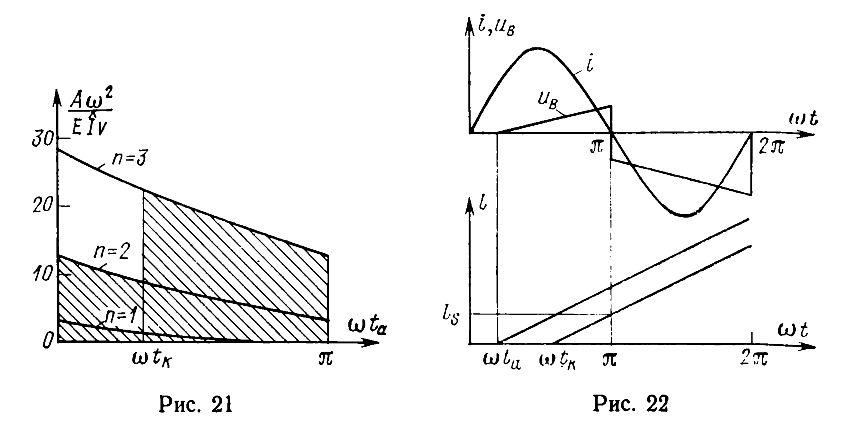


Рис. 21 Рис. 22

Этот интеграл может быть вычислен в замкнутом виде и дает решение

$$A = \frac{E\hat{I}v}{\omega^2} [n^2\pi - (2n-1)\,\omega t_a - \sin \omega t_a]. \qquad (35)$$

Таким образом, энергия, выделяемая в дуге, колеблется в зависимости от момента времени размыкания выключателя и от числа полупериодов, как это показывает рис. 21, на котором энергия нанесена в зависимости от величины ωt_a в первых трех полупериодах колебаний тока. Число полупериодов электрической дуги выключателя зависит от времени, требующегося контактам для того, чтобы они могли разойтись на так называемую надежную дистанцию гашения. На рис. 22 нанесен путь контактов l выключателя, отнесенный к положению по фазе тока отключения. Пока момент размыкания контактов будет опережать момент достижения критического времени ωt_k, расстояние между контактами в момент первого перехода тока через нуль будет больше надежной дистанции гашения l_s. При размыкании контактов в момент времени ωt_k выключатель достигает при первом переходе тока через нуль как раз надежной дистанции гашения, так что гашение дуги становится не-

возможным и следует новый полупериод тока. Гашение дуги вовсе не обязательно должно происходить в течение первого полупериода, как это показывает пример на рис. 22. При малых скоростях размыкания контактов или больших значениях надежной дистанции гашения может также пройти несколько полупериодов, прежде чем выключатель погасит дугу. Однако всегда будет критическое время размыкания ωt_k, при котором продолжительность горения дуги будет увеличиваться на один полупериод. Если мы снова вернемся к представленной на рис. 21 энергии дуги, то при $\omega t_a > \omega t_k$ в дуге будет выделяться количество энергии большее, как это показано на примере с двумя и тремя полупериодами. При большом числе коммутаций момент размыкания контактов равномерно распределяется по всему полупериоду и средние потери в дуге описываются следующим уравнением:

$$\overline{A} = \frac{E\hat{I}}{\omega^2} \cdot \frac{v}{\pi} \left\{ \int_0^{\omega t_k} [(n-1)^2 \pi - (2n-3)\,\omega t_a - \sin \omega t_a]\, d\omega t_a + \right.$$
$$\left. + \int_{\omega t_k}^{\pi} [n^2 \pi - (2n-1)\,\omega t_a - \sin \omega t_a]\, d\omega t_a \right\}. \qquad (36)$$

При этом для интервала времени от 0 до ωt_k подставлены потери в течение (n—1) полупериодов, а для интервала времени от ωt_k до π — потери в течение n полупериодов. Решение этого интеграла имеет вид

$$\overline{A} = \frac{E\hat{I}v}{\omega^2} \left\{ \omega t_k (1-2n) + \frac{1}{\pi} (\omega t_k)^2 + \pi \left[n(n-1) + \frac{1}{2} \right] - \frac{2}{\pi} \right\}. \qquad (37)$$

Таким образом, для определения средних потерь в электрической дуге должны быть известны максимальное число полупериодов n и критический момент размыкания контактов ωt_k. Последний определяется требованием, что в момент перехода через нуль (n—1)-го полупериода должна достигаться надежная дистанция гашения, равная по рис. 22

$$(n-1)\,\pi - \omega t_k = \omega l_s / v. \qquad (38)$$

Если принять, что $v = \alpha \omega l_s / \pi$, где α — произвольный коэффициент, то условие для ωt_k будет иметь вид

$$\omega t_k = \pi (n - 1 - 1/\alpha). \qquad (39)$$

Число полупериодов для $\omega t_k = 0$ по уравнению (39) составляет

$$n = 1 + 1/\alpha. \qquad (40)$$

При этом, однако, следует учитывать, что n может быть только целым числом, а именно числом, следующим за $1 + 1/\alpha$. Например, для $\alpha = 5$ будет $n = 2$, а для $\alpha = 0{,}8$ будет $n = 3$.

На рис. 23 нанесена характеристика изменения средней энергии дуги в зависимости от α, причем для

$$\alpha = \sqrt{\frac{2}{1/2 - 2/\pi^2}} = 1{,}83 \qquad (41)$$

она имеет минимум. Это означает, что энергия дуги выключателя, осредненная для многих коммутаций, при скорости коммутации

$$v = 1{,}83 \frac{\omega}{\pi} l_s \qquad (42)$$

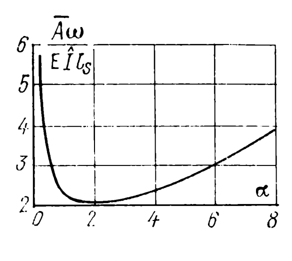


Рис. 23

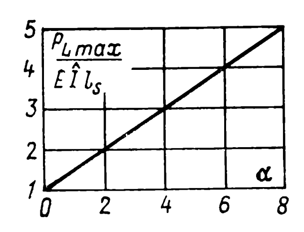


Рис. 24

является наименьшей. Однако характер кривой на рис. 23 также показывает, что отклонения от наиболее благоприятной скорости коммутации в 0,5—2 раза лишь незначительно изменяют средние потери в дуге, так как здесь имеет место лишь слабо выраженный минимум.

В заключение следует еще заметить, что аналогичное рассуждение может быть проведено также и для максимальных потерь в электрической дуге, которые по рис. 21 происходят при условии $\omega t_a = \omega t_k$. При этом оказывается, что максимальные потери в дуге будут наименьшими при коэффициенте $\alpha = 1$. На практике условия, принятые в основу расчета, точно не выдерживаются, так как скорость движения контактного штифта не является постоянной, однако и при нелинейном движении контактного штифта наименьшие потери в дуге будут тогда, когда средняя скорость приблизительно удовлетворяет уравнению (42).

Для характеристики условий работы выключателей, особенно аппаратов с самогашением дуги, кроме энергии дуги важное значение имеет также максимальная мощность дуги. Из уравнения (33) следует, что мощность дуги составляет

$$P_L = u_B\,|i| = \frac{E\hat{I}v}{\omega} (\omega t - \omega t_a)\,|\sin \omega t|. \qquad (43)$$

Максимальная мощность дуги образуется исключительно во время последнего полупериода процесса отключения вскоре после достижения амплитудного значения тока. Согласно рис. 21, кроме того, необходимо, чтобы момент размыкания был $\omega t_a = \omega t_k$. Следовательно, для вычисления максимальной мощности дуги можно, не допуская большой ошибки, записать

$$\omega t = \left(n - \frac{1}{2}\right)\pi; \quad \omega t_k = \left(n - 1 - \frac{1}{\alpha}\right)\pi; \quad |\sin \omega t| = 1, \tag{44}$$

и если снова принять, что $v = \alpha\omega l_s/\pi$, то получится

$$P_{L\,\max} = E\hat{I} l_s (1 + 0{,}5\alpha). \tag{45}$$

Из рис. 24, на котором максимальная мощность дуги представлена в зависимости от α, видно, что с повышением скорости коммутации мощность дуги сильно возрастает. Тем самым для выбора скорости коммутации, которая согласно рис. 23 могла бы быть без особой опасности больше или меньше оптимальной скорости, вводится дополнительное ограничение. Во избежание больших мощностей дуги предпочтительны скорости ниже оптимальной.

Для изготовления дугогасительных устройств выключателей переменного тока из приведенного выше анализа вытекают следующие основные принципы. В первую очередь, дуга выключателя должна иметь достаточно малую постоянную времени для того, чтобы при переходе тока через нулевое значение сопротивление дуги могло настолько повышаться, чтобы дуга гасла. Далее, межконтактный промежуток должен иметь достаточную диэлектрическую прочность для того, чтобы после гашения дуги он мог препятствовать восстановлению напряжения. Электрическая дуга, свободно горящая в воздухе, имеет при токах, которые должен отключать современный выключатель, настолько большие постоянные времени, что гашение дуги при технически осуществимых растворах контактов оказывается невозможным. При высоких температурах, образующихся в дуге, любой известный жидкий или твердый материал испаряется. Поэтому в непосредственном окружении дуги независимо от исходного состояния дугогасительного средства всегда находится газ, физические свойства которого имеют решающее значение для состояния дуги. Тем не менее при рассмотрении различных принципов гашения дуги мы будем различать твердые, жидкие и газообразные дугогасительные среды.

Из уравнения (13) главы 25 вытекает, что сопротивление дуги увеличивается в e раз, если из дуги отводится количество тепла $Q_k = \tau P_0$. Это количество тепла характеризует накопленную в дуге тепловую энергию. Можно, однако, сделать также и обратный вывод, что постоянная времени уменьшается, если

мало́ Q_k, так что требование в отношении малой постоянной времени выполняется для дуги с минимальной возможной теплоемкостью. Расчет этальпии газа, отнесенной к объему, показывает, что при температурах свыше 5000 К она, если не учитывать некоторых колебаний, в первом приближении не зависит от температуры. На рис. 25 схематично представлено распределение температур в двух электрических дугах, из которых дуга *2* в результате более интенсивного охлаждения сужена до меньшего диаметра. Выше некоторой определенной температуры T_i, которая зависит от рода газа, обе дуги имеют в диапазоне диа-

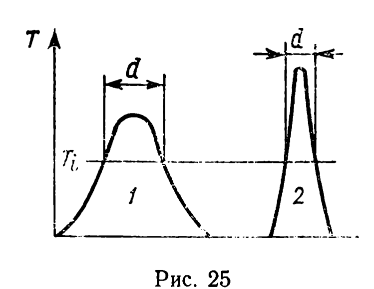


Рис. 25

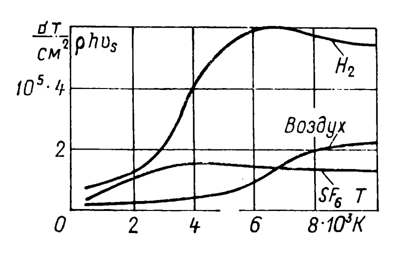


Рис. 26

метров *d* заметную проводимость. В случае если обе дуги должны были бы иметь одинаковую удельную проводимость, в более узкой дуге ввиду меньшего проводящего сечения образуется более высокая температура для того, чтобы за счет более интенсивной ионизации обеспечивалась бо́льшая проводимость. Отнесенное к длине теплосодержание проводящих участков определяется отнесенной к объему энтальпией, умноженной на поперечное сечение дуги, и, следовательно, пропорционально d^2, так что более узкая дуга, несмотря на более высокую температуру, имеет меньшее теплосодержание.

Таким образом, для техники разработки и изготовления выключателей можно сделать важный вывод, что хотя интенсивно охлаждаемая дуга имеет более высокую наружную температуру, чем слабо охлаждаемая дуга, ее постоянная времени будет меньше ввиду ее более низкой теплоемкости. Другая возможность для снижения постоянной времени электрической дуги состоит в повышении отбираемой от дуги мощности P_0. Поэтому для гашения электрических дуг особенно пригодны газы с высокой теплопроводностью, например водород. Однако энергия отводится из дуги не только за счет теплопроводности, но и конвективным путем: посредством потока газа устраняется значительная часть тепла, возникшего в результате потерь в электрической дуге. Отводимая за счет конвекции энергия зависит от энтальпии, плотности и скорости газа вблизи разрывного

промежутка. В современных выключателях большой разрывной мощности имеют место такие соотношения давлений, что применяемые для гашения дуги газы обтекают ее со скоростью звука или близкими к ней скоростями. Таким образом, характеристикой количества тепла, отводимого посредством конвекции, является произведение удельной энтальпии, плотности и звуковой скорости, изображенное на рис. 26 для различных газов при давлении 1 атм≈1 бар≈0,1 МПа.

Из приведенного выше анализа очевидно, что процессы, оказывающие решающее воздействие на гашение дуги, разыгры-

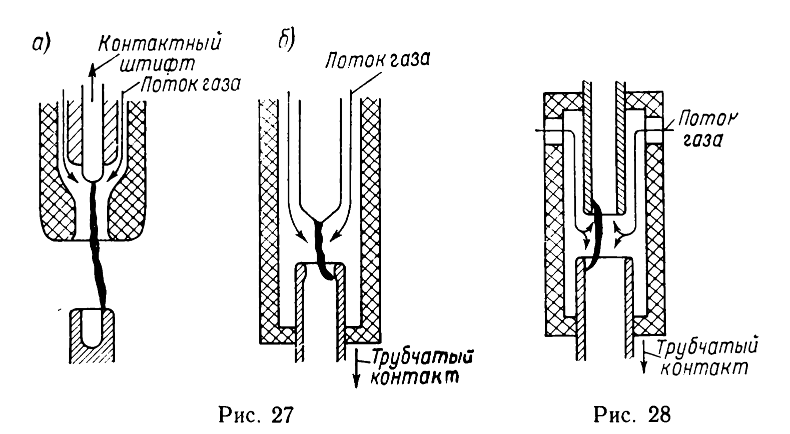


Рис. 27 Рис. 28

ваются в непосредственном окружении перехода тока через нуль. Однако для того чтобы электрическая дуга имела в момент перехода через нуль малую постоянную времени, нагретый в течение полупериода газ должен быть в значительной мере отведен из межконтактного промежутка, что происходит главным образом за счет конвекции.

Применяемый часто метод охлаждения электрической дуги заключается в том, что горящая в сопле дуга обдувается в аксиальном направлении сильным газовым потоком. При этом может применяться сопло из изоляционного материала, через которое при коммутации протягивается подвижный контактный штифт (рис. 27, *а*), либо один из контактов может быть выполнен в виде трубки и одновременно использоваться в качестве сопла (рис. 27, *б*). Газ протекает из газового баллона или так называемого накопителя высокого давления через межконтактный промежуток в полость низкого давления или в атмосферу. Клапан, с помощью которого включается или выключается газовый поток, может находиться между накопителем высокого давления и межконтактным промежутком или же

между последним и полостью низкого давления. Во втором случае сам межконтактный промежуток является частью полости высокого давления и находится, таким образом, под повышенным давлением. Такое повышенное давление улучшает диэлектрическую прочность дугогасительного устройства. Дальнейшее усовершенствование заключается в применении спаренных сопел (рис. 28), при котором повышенный расход газа обеспечивает улучшенный конвективный отвод горячего газа электрической дуги. Применяется также поперечное обдувание дуги (рис. 29),

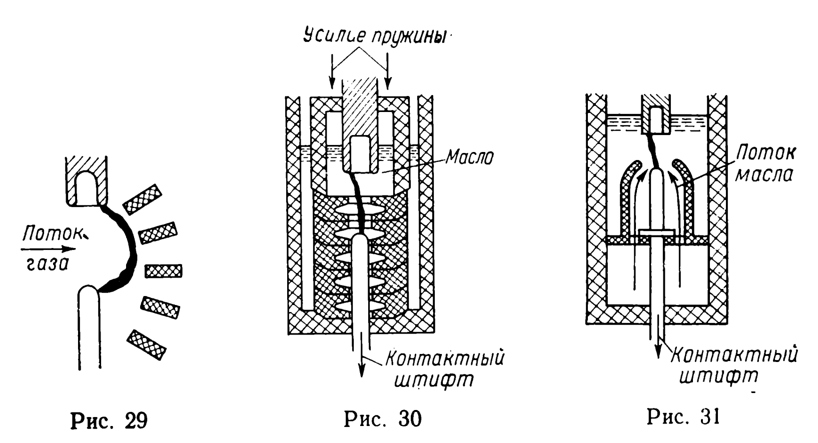


Рис. 29 Рис. 30 Рис. 31

при котором дуга сбоку загоняется в промежутки между рядом пластин из изоляционного материала и таким образом охлаждается. Этот принцип гашения дуги, который применяется в основном для диапазона средних напряжений, использует, кроме того, и описываемое ниже выделение газов из твердых изоляционных материалов.

В качестве средства гашения дуги в газовых выключателях часто применяется воздух, который аккумулируется с давлением около 15 атм * в полости высокого давления. В выключателях новейших конструкций применяются также давления до 60 атм$\approx$6 МПа. Наряду с воздухом в качестве дугогасительного газа за последнее время значение приобрел также и другой газ — шестифтористая сера SF_6. Этот газ имеет очень высокую диэлектрическую прочность и постоянные времени меньше 1 мкс, а значит, очень благоприятные дугогасительные свойства. Однако ввиду того что он значительно дороже воздуха, при его применении требуется наличие замкнутого газового контура в выключателе. С помощью выключателей с газом SF_6 в на-

* 1 атм$\approx 10^5$ Н/м$^2 = 10^5$ Па$=$1 бар.

стоящее время при наиболее высоких токах короткого замыкания от 40 до 50 кА могут отключаться напряжения приблизительно до 110 кВ (с помощью воздушных выключателей — приблизительно до 70 кВ) на один разрывной промежуток.

В выключателях с жидкими средствами гашения дуги в настоящее время применяется только масло и значительно реже вода. Под действием дуги дугогасящее средство разлагается. Образующийся при этом водород обеспечивает хорошие дугогасительные свойства. На рис. 30 показан масляный выключатель, в котором дуга горит в дугогасительной камере. Выделяющиеся газы настолько повышают давление в камере, что она, преодолевая усилия пружин, отделяется от своей контропоры, в результате чего газы могут из нее вытекать. Поскольку количество образующихся газов в таких выключателях зависит от потерь в электрической дуге, при отключении больших токов в выключателе могут создаваться высокие давления, которые должны выдерживаться конструкцией камеры. Максимальные давления образуются примерно при амплитудном значении тока, а вблизи перехода тока через нуль они снова падают. С помощью особых быстродействующих вентилей обеспечивается неполное падение давления в камере (до 10—20 атм) вблизи перехода тока через нуль для улучшения диэлектрической прочности. Дугагосящий эффект выключателя может быть улучшен путем впрыскивания масла в промежуток между контактами. Боковой поток масла вдоль контактного штифта, как это показано на рис. 31, также обеспечивает интенсивное охлаждение дуги.

При описанных выше принципах гашения дуги масло разлагается под непосредственным воздействием электрической дуги. Однако масло можно разлагать в другом месте и затем подводить его к дуге, как это показано на рис. 32. На рис. 32, *а* разложенный в зоне Z масляный газ обтекает дугу сбоку, а выше обеспечивается поперечное обдувание дуги. На рис. 32, *б* показан принцип гашения, при котором дуга горит в узкой щели, а образующийся в нижней части конструкции масляный газ подается вместе с маслом наверх для дополнительного аксиального обдувания дуги. Масляные выключатели требуют ввиду высоких давлений весьма существенных технических затрат на создание конструкции дугогасительной камеры, но, с другой стороны, с помощью таких выключателей в одном разрывном промежутке могут отключаться напряжения до 110 кВ. Постоянные времени дуги здесь 2—5 мкс.

В высоковольтных выключателях с напряжением до 20 кВ и токами менее 1 кА, которые используются только в качестве так называемых выключателей нагрузки ($\cos \varphi > 0{,}7$), в качестве средства гашения дуги применяются также твердые изо-

ляционные материалы. При этом дуга горит между стенками из соответствующего изоляционного материала, расстояние между которыми равно нескольким миллиметрам. Гашение дуги происходит под воздействием газов, выделяющихся при разложении изоляционного материала, так что здесь также говорят о самогенерирующихся средствах гашения дуги. При выборе изоляционных материалов следует обращать внимание не только на достаточное выделение газов, но и на возможное при определенных условиях загрязнение поверхности изоляционных стенок са-

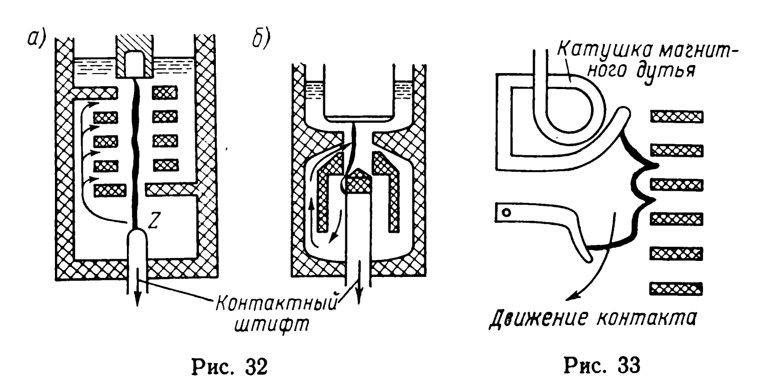


Рис. 32 Рис. 33

жей в результате воздействия электрической дуги, так как электропроводность такого загрязнения может значительно снижать диэлектрическую пробивную прочность межконтактного промежутка. Наиболее пригодными для этой цели материалами зарекомендовали себя плексиглас и полиоксиметилены, такие как гостаформ и дерлин.

В качестве другого примера выключателей с твердыми средствами дугогашения следует назвать предохранители. В них под действием отключаемого тока испаряется спиральная проволока, уложенная в кварцевый песок, а возникающая электрическая дуга настолько интенсивно охлаждается в узкой трубке, что гаснет при последующем переходе тока через нуль.

В низковольтных выключателях часто применяется принцип так называемого магнитного выдувания дуги. Согласно рис. 33 дугогасительная катушка, по которой проходит отключаемый ток, создает магнитное поле, загоняющее дугу в дугогасительную камеру из керамики. При этом дуга настолько сильно растягивается и охлаждается, что при сравнительно низком приложенном напряжении повторное зажигание дуги оказывается невозможным.

За последнее время значительные разрывные мощности осуществляются также и с помощью вакуумных выключателей,

Однако механизм гашения дуги в вакууме еще мало изучен. Вероятно, носители зарядов вблизи перехода тока через нуль очень быстро отводятся за счет диффузии, а электроды новых носителей зарядов не испускают, так что межконтактный промежуток теряет проводимость. Решающее значение для усовершенствования вакуумных выключателей имело применение методов очистки, разработанных в производстве полупроводников, таких, как, например, зонная очистка, используемая при изготовлении материалов для контактов. Вакуумные выключатели, оборудованные медными контактами с высокой степенью чистоты и обезгаживания, могут при 15 кВ отключать токи приблизительно до 20 кА.

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ВОСЬМАЯ

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ НА ПЕРЕХОДНЫЙ ПРОЦЕСС

В главе 27 было показано, что в электрической цепи с дугой в момент перехода тока через нуль происходит сильное взаимодействие между дугой и цепью. Под действием напряжения горения электрической дуги ее ток искажается, а искажение тока в свою очередь влияет на напряжение дуги. Ввиду этого взаимного влияния математический анализ дуги при переходе тока через нуль весьма затруднителен. Условия несколько упрощаются, если исследуется только влияние напряжения дуги на изменение тока во времени. Как уже известно, напряжение горения электрической дуги при больших токах в широком диапазоне не зависит от тока, так что в течение большей части полупериода наблюдается только влияние напряжения дуги на ток, а обратное влияние тока на напряжение дуги отсутствует.

При этом напряжение дуги можно рассматривать как приложенную ЭДС и налагать токи деформации на невозмущенное изменение тока. В электрической цепи на рис. 1 создаваемый дугой ток составляет

$$i_D = i_{DC} + i_{DL} = C\frac{du_B}{dt} + \int \frac{u_B}{L}\,dt. \tag{1}$$

Пока напряжение горения дуги u_B остается постоянным или изменяется очень медленно, емкостный ток деформации равен нулю или очень мал. Это означает, что во многих

случаях надо учитывать только влияние индуктивности. При этом протекающий через электрическую дугу ток

$$i = \hat{I} \sin \omega t - \int_{t_0}^{t} \frac{u_B}{L} dt, \qquad (2)$$

где t_0 — момент начала горения электрической дуги.

Рассмотрим сперва электрическую дугу, горящую в высоковольтной цепи, при условии, что дуга сохраняется в течение

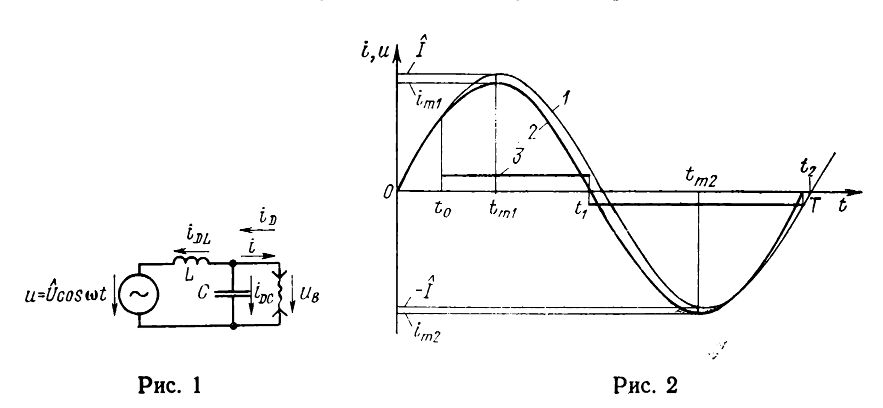


Рис. 1 Рис. 2

одного или двух полупериодов. Этот случай, который имеет место в высоковольтном силовом выключателе при отключении тока короткого замыкания, представлен на рис. 2. Начиная с момента t_0 дуга имеет неизменное напряжение *3*, а кривая тока *2* отклоняется от кривой невозмущенного тока *1*, так что его мгновенные значения снижаются. Вследствие этого во время первого полупериода амплитудное значение тока оказывается пониженным и переход тока через нуль происходит раньше. Во время второго полупериода возмущенный ток становится больше невозмущенного. Это вызывается сдвигом фазы, обусловленным первым полупериодом, который во время второго полупериода частично сокращается. В результате этого времени от момента перехода тока через нуль до его амплитудного значения превышает 5 мс и ток может возрастать до более высокого значения. Наряду с изменением полупериода и амплитудного значения тока изменяется также и крутизна кривой тока в момент его перехода через нуль. Крутизна кривой тока перед его переходом через нуль определяется формулой

$$\frac{di}{dt} = \frac{1}{L} \left[\hat{U} - (u_B) \right]. \qquad (3)$$

После перехода тока через нуль u_B меняет свой знак и крутизна характеристики тока уменьшается. Абсолютные значения относительных изменений приведены для первого и второго полупериодов на рис. 3 в функции отношения u_B/U. При этом предполагается, что дуга возникает в момент времени $t_0=0$. Рис. 3, *а* показывает соотношения в первом полупериоде, а рис. 3, *б* — во втором полупериоде, причем в каждом случае представлена кривая изменения тока, изменения времени его перехода через нуль, изменения крутизны тока.

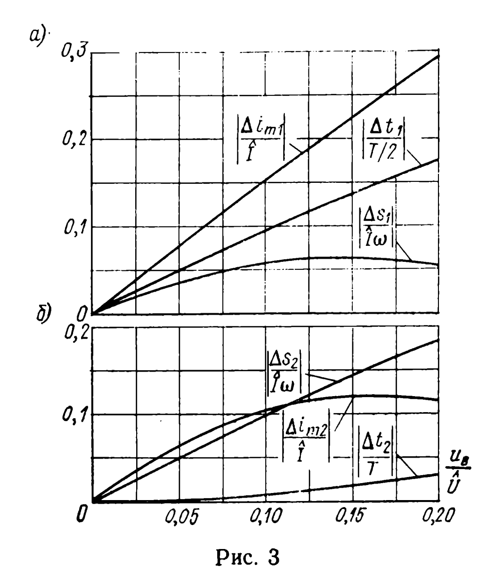


Рис. 3

Интенсивные взаимодействия, которые согласно главе 27 происходят в момент перехода тока через нуль, занимают независимо от описанных процессов очень короткое время перед $i=0$. В противоположность этому изменение крутизны характеристики тока по рис. 3 наступает уже в интервале времени до 500 мкс перед переходом через нуль.

Процессы в течение первого и второго полупериода еще не достигают установившегося режима, в котором все следующие друг за другом полупериоды колебаний равны между собой. Обратимся теперь к этому последнему случаю, который имеет место, если дуга горит в электрической цепи сравнительно длительное время. Предполагая снова только влияние индуктивности на процессы в цепи, можно определить изменение тока при неизменном напряжении дуги из дифференциального уравнения

$$u=u_B+L\frac{di}{dt}. \tag{4}$$

Поскольку здесь имеет место сдвиг фазы между током и напряжением, для переменного напряжения можно записать:

$$u=\hat{U}\sin(\omega t+\varphi), \tag{5}$$

где φ — неизвестный еще сдвиг фазы между током и напряжением в момент перехода тока через нуль, т. е. в момент

времени $t=0$. Для положительного полупериода колебания тока из уравнения (4) при этом получаем

$$i=\frac{1}{L}\left\{\int \hat{U}\sin(\omega t+\varphi)\,dt-u_B\int dt\right\} \tag{6}$$

или после интегрирования

$$i=-\frac{\hat{U}}{\omega L}\cos(\omega t+\varphi)-\frac{u_B}{\omega L}\,\omega t+K. \tag{7}$$

Постоянная интегрирования K определяется с учетом требования, что ток в момент времени $t=0$ должен быть равен нулю, т. е. по формуле

$$K=\frac{\hat{U}}{\omega L}\cos\varphi. \tag{8}$$

По прошествии одного полупериода, т. е. при $\omega t=\pi$, ток при установившемся изменении должен снова перейти через нуль. Поэтому согласно уравнениям (7) и (8)

$$0=-\hat{U}\cos(\pi+\varphi)-u_B\pi+\hat{U}\cos\varphi, \tag{9}$$

а отсюда определяется фазовый угол:

$$\cos\varphi=\frac{\pi}{2}\cdot\frac{u_B}{\hat{U}}. \tag{10}$$

Таким образом, фазовый угол в чисто индуктивной цепи, в которой горит электрическая дуга, не равен 90°, а устанавливается согласно уравнению (10) под влиянием отношения напряжения дуги к амплитудному значению питающего напряжения. В высоковольтных цепях $\hat{U}$ обычно больше 10 кВ, в то время как напряжение дуги редко превышает 1 кВ, так что здесь, как правило, не наблюдается сильного влияния электрической дуги на фазовый угол. В противоположность этому в низковольтной цепи отношение $u_B/\hat{U}$ может иметь значения, существенно превышающие 0,1.

Если ввести выражения для K и $\cos\varphi$ в уравнение (7), то получится наглядное выражение для тока

$$i=-\frac{\hat{U}}{\omega L}\cos(\omega t+\varphi)+\frac{u_B}{\hat{U}}\left(\frac{\pi}{2}-\omega t\right). \tag{11}$$

Следовательно, ток состоит из двух составляющих, первая из которых представляет установившийся реактивный ток при замкнутом выключателе, имеющий фазовый угол 90° по отношению к напряжению. Вторая составляющая представляет собой

линейный во времени ток, значение которого возрастает с повышающимся напряжением дуги. На рис. 4 показаны кривые этих составляющих тока, а также кривая результирующего тока для малого отношения напряжения горения дуги к питающему напряжению; на рис. 5 приведена аналогичная кривая для большого отношения указанных напряжений. Кривые токов вычерчены как для положительного, так и для отрицательного полупериода. Они складываются из косинусной функции и ломаной с тремя углами изгиба (прерывистые линии на рис. 4 и 5). С учетом этого при повышении напряжения дуги наблюдаются сильные искажения кривых тока.

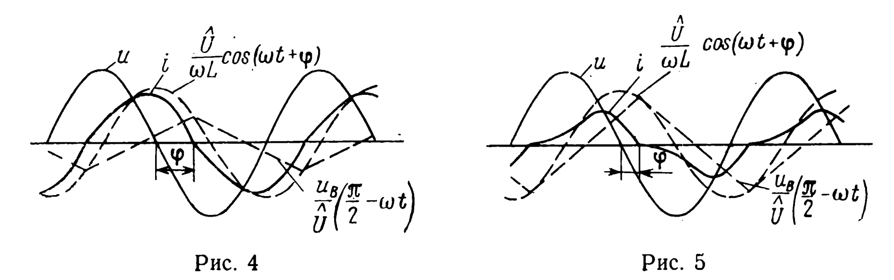


Рис. 4 Рис. 5

Из уравнения (10) вытекает, что сдвиг фазы искаженного тока при определенном значении напряжения дуги, а именно равном $2/\pi$-кратному амплитудному значению напряжения сети, становится равным нулю. Однако в действительности этого не происходит, так как еще до этого согласно рис. 6 напряжение дуги при переходе тока через нуль становится равным мгновенному значению напряжения сети или даже превышает его, так что дуга после угасания не может сразу же снова зажечься. Наступает обязательно некоторый интервал, в котором ток отсутствует, и он длится до тех пор, пока мгновенное значение напряжения сети не допустит снова зажигания дуги, или же дуга останется погасшей.

Мы видим, что электрическая дуга может вызвать в течение одного полупериода более или менее сильные искажения синусоидального переменного тока. Однако и в том случае, когда дуга гаснет, после перехода тока через нуль напряжение дуги продолжает оказывать влияние на восстанавливающееся напряжение. Рассмотрим снова простую электрическую цепь на рис. 1. В случае когда выключатель утрачивает проводимость, через индуктивность и емкость протекают только ток i и при этом справедливо уравнение

$$\hat{U} = u_L + u_C. \tag{12}$$

Имея в виду выражения

$$u_L = L\frac{di}{dt}; \qquad i = C\frac{du_C}{dt}; \qquad u_L = CL\frac{d^2u_C}{dt^2}, \tag{13}$$

получаем дифференциальное уравнение для переходного напряжения, образующегося на конденсаторе,

$$\frac{d^2u_C}{dt^2} + \frac{u_C}{\omega_0^2} = \frac{\hat{U}}{\omega_0^2}, \tag{14}$$

где $\omega^2_0 = 1/(LC)$. Уравнение (14) имеет решение

$$u_C = \hat{U} + A\sin\omega_0 t + B\cos\omega_0 t. \tag{15}$$

Для определения постоянных необходимо указать начальные условия. Предположим, что дуга согласно рис. 7 угасает при токе i_A (см. также опрокидывание тока, глава 27) и имеет мгновенное значение напряжения u_{BA}.

Рис. 6

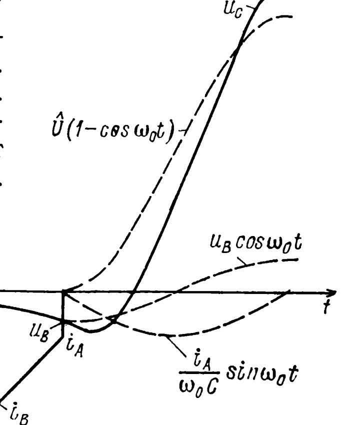


Рис. 7

Так как теперь ток через дугу не протекает, он должен приниматься емкостью, так что при $t=0$ имеют место следующие два начальных условия: $u_C = -u_{BA}$ и $du_C/dt = -i_A/C$. С учетом этого уравнение (15) принимает вид

$$u_C = \hat{U}(1-\cos\omega_0 t) - \frac{i_A}{\omega_0 C}\sin\omega_0 t - u_{BA}\cos\omega_0 t. \tag{16}$$

Первая часть уравнения (16) выражает изменение переходного напряжения в случае идеального выключателя, который при переходе тока через нуль изменяет свое сопротивление от нуля до бесконечности ($u_{BA}=0$; $i_A=0$). На рис. 7 показано влияние как тока в момент обрыва дуги, так и напряжения дуги.

Это влияние опять-таки сильно зависит от отношения напряжения дуги к питающему напряжению. При отключении короткого замыкания в высоковольтном выключателе обычно бывает $u_B \ll \hat{U}$ и $i_A/(\omega_0 C) \ll \hat{U}$, так что влияние дуги остается

небольшим. В этом случае гораздо более значительную роль играют затухания в сети, не учтенные в расчете. В противоположность этому при отключениях в сетях низкого или среднего напряжения дуга может оказывать значительное влияние на восстанавливающееся напряжение.

Особенно сильным это влияние становится в случае, если выключаются токи лишь в несколько десятков ампер, так как при этом дуга, безусловно, может разрывать переменный ток в момент его амплитудного значения. В этом случае $i_A/(\omega_0 C) \gg \hat{U}$ и изменение переходного напряжения определяется в основном вторым членом правой части уравнения (16). Этот случай подробно рассматривается в главе 31.

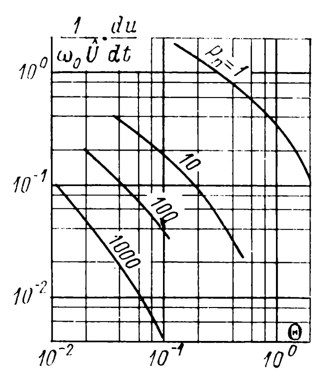


Рис. 8

В главе 27 было показано, что при затухании электрической дуги не только происходит опрокидывание тока в соответствии с рис. 7, но и ток и напряжение дуги одновременно становятся равными нулю или же после перехода тока через нулевое значение появляется ток последействия. В таком случае рассчитывать переходное напряжение по уравнению (16) нельзя, поскольку сопротивление дуги оказывает демпфирующее действие. При этом следует снова обратиться к динамическому уравнению дуги в главе 27 и решать полную систему уравнений электрической цепи и дуги.

На рис. 8 в качестве результата расчета приведена крутизна восстанавливающегося напряжения в момент перехода через нуль du/dt, отнесенная к максимальной возможной крутизне $\omega_0\hat{U}$. Абсцисса представляет собой произведение постоянной времени и переходной частоты $\Theta = \omega_0\tau$, а параметром является приведенная мощность коммутации $P_n = \omega\hat{U}\hat{I}/(\omega_0 P_0)$. Если предположить, что круговая частота свободных колебаний ω_0 и приведенная мощность коммутации P_n являются постоянными, то будет видно, что при возрастании Θ, т. е. увеличении постоянной времени, крутизна в момент перехода через нуль уменьшается. Электрические дуги с большими постоянными времени имеют в момент перехода тока через нуль уменьшенное остаточное сопротивление и оказывают, таким образом, более сильное демпфирующее действие на колебательный контур.

Показанная на рис. 1 электрическая цепь представляет собой простейший случай короткого замыкания на зажимах. Интервал времени, в течение которого возможно влияние

электрической дуги на переходное напряжение, лежит в соответствии с проведенным выше анализом приблизительно между моментом обрыва тока и окончанием тока последействия и составляет 20—50 мкс. Переходный процесс возрастания восстанавливающегося напряжения до первого амплитудного значения длится, в особенности в высоковольтных сетях, несколько сот микросекунд. Уже отсюда видно, что влияние дуги на переходное напряжение в случае короткого замыкания на зажимах является незначительным. Иные условия имеют место при так называемом удаленном коротком замыкании, которое происходит не непосредственно за выключателем, а на некотором расстоянии от него в линии за выключателем. При этом выключатель после перехода тока через нуль подвергается воздействию не только переходного напряжения на стороне сети, но и колеблющегося со значительно более высокой частотой напряжения со стороны линии за выключателем, которое достигает своего первого максимума в течение нескольких десятков микросекунд.

Эти процессы уже рассматривались в главе 2 для идеального выключателя. Рис. 10 главы 2 показывает распределение питающего напряжения в момент перехода тока через нуль в сети или на индуктивности линии. На рис. 9 еще раз показано это распределение напряжения с учетом напряжения дуги в выключателе. Рис. 9, *а* представляет условия для идеального выключателя, рис. 9, *б* — для выключателя с малым напряжением дуги и рис. 9, *в* — для выключателя с большим напряжением дуги. При индуктивном ограничении тока напряжение дуги имеет перед переходом тока через нуль противоположную полярность по сравнению с полярностью питающего напряжения, в результате чего, как мы видели вначале, происходит искажение тока, которое приводит, в частности, к большей крутизне характеристики в момент перехода тока через нуль. Вследствие этого увеличивается также падение напряжения на индуктивности и линии за выключателем.

Рис. 10 показывает, как переходные процессы компенсируют заданное в момент перехода тока через нуль распределение напряжения u_n в сети и u_L в линии за выключателем после отключения тока. В случае идеального выключателя (рис. 10, *а*) переходный процесс начинается на стороне сети и стороне линии с одинакового потенциала, а на выключателе действует в качестве переходного напряжения u_w полное напряжение линии. Однако вследствие напряжения дуги в выключателе начальные параметры переходного процесса сдвигаются и на выключатель оказывают воздействие значительно меньшие амплитуды (см. рис. 10, *а* и *б*). В случае высокого напряжения дуги и удаленного короткого замыкания при короткой линии за выключателем, т. е. при малых амплитудах напряжения линии, это

может привести к тому, что никакого действительного воздействия на выключатель со стороны колеблющегося напряжения линии происходить не будет.

Наряду с влиянием переходного напряжения вследствие различного распределения потенциалов в момент перехода через нуль демпфирующее действие оказывает также и сопротивление дуги. Для анализа этих влияющих факторов необходимо аналогично тому, как это делалось в случае короткого замыкания на зажимах, решить систему

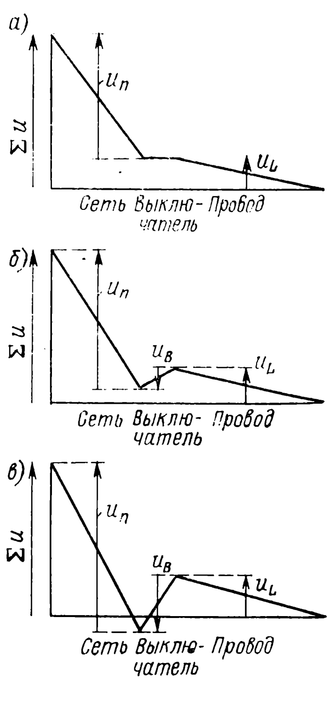


Рис. 9

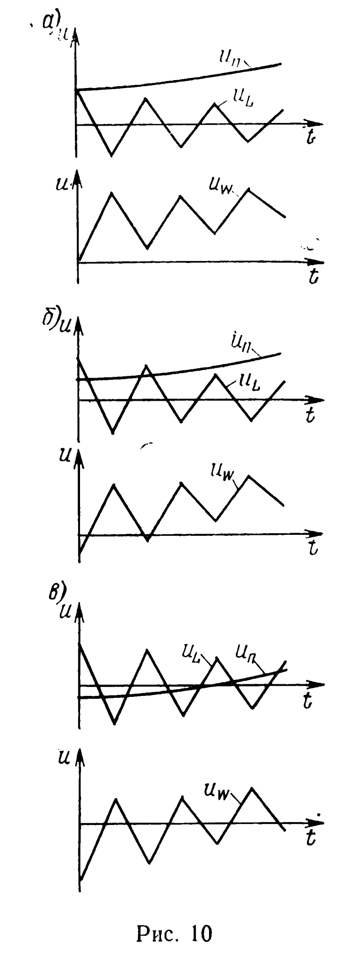


Рис. 10

уравнений, учитывающих сеть, дугу и линию за выключателем. Состояние тока и напряжения на линии без учета тепловых потерь описывается так называемыми уравнениями линии

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{C_L} \cdot \frac{\partial i}{\partial l}; \qquad \frac{\partial i}{\partial t} = -\frac{1}{L_L} \cdot \frac{\partial u}{\partial l}. \tag{17}$$

При этом C_L — емкость и L_L — индуктивность линии, причем обе эти величины отнесены к ее длине. Решение этого уравнения выражает бегущую волну, которая двигается по линии со скоростью $1/\sqrt{L_L C_L}$. Если рассматривать начало линии, то изменение тока и напряжения будет описываться уравнением

$$u(t) + Zi(t) = -u(t - t_z) + Zi(t - t_z). \qquad (18)$$

Здесь

$$Z = \sqrt{L_L/C_L} \qquad (19)$$

— волновое сопротивление и с учетом длины линии l

$$t_z = 2l\sqrt{L_L C_L} \qquad (20)$$

— двойное время пробега волны, т. е. время, которое требуется бегущей волне, чтобы пройти путь от начала линии и после ее отражения в конце линии снова вернуться к ее началу.

Если теперь рассмотреть электрическую цепь на рис. 11, в которой короткое замыкание произойдет на линии за выключателем, то будут справедливы следующие уравнения:

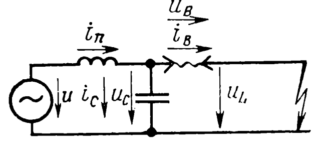


Рис. 11

для сети

$$\hat{U} - u_C = L\frac{di_n}{dt}; \qquad (21)$$

$$i_C = C\frac{du_C}{dt}; \qquad (22)$$

для дуги с учетом динамического состояния: запишем это уравнение как изменение сопротивления дуги, так что впоследствии можно будет пользоваться любой моделью дуги, например моделью по Майру,

$$\frac{dr_B}{dt} = f(i_B;\ u_B); \qquad (23)$$

для линии за выключателем, так как ток линии равен току дуги,

$$u_L(t) + Zi_B(t) = -u_L(t - t_z) + Zi_B(t - t_z); \qquad (24)$$

для узловых точек и ячеек модели

$$i_n = i_C + i_B; \qquad (25)$$

$$u_C = u_B + u_L. \qquad (26)$$

Уравнения (21) — (26) достаточны для определения шести неизвестных u_C, u_L, u_B, i_C, i_L и i_B. Эта система, состоящая из дифференциальных и алгебраических уравнений, может быть решена с помощью вычислительного устройства. На необходи-

мых для этого преобразованиях мы останавливаться не будем и сообщим только некоторые результаты.

В практике эксплуатации выключателей принято при удаленном коротком замыкании указывать не длину линии, а процентное снижение тока короткого замыкания на зажимах под действием индуктивности линии. Следовательно, можно говорить, например, о 90%-ном удаленном коротком замыкании или о коэффициенте $p=0{,}9$. В идеальном выключателе в схеме по рис. 11 первое амплитудное значение напряжения линии за выключателем составляло бы

$$u_{LS1}=2L_L l \frac{di}{dt}. \qquad (27)$$

При

$$\frac{di}{dt}=p\omega\hat{I};\ \omega\hat{I}=\frac{\hat{U}}{L_n} \qquad (28)$$

и

$$\frac{p\hat{I}}{\hat{I}}=\frac{L_n}{L_n+lL_L};\quad lL_L=L_n\left(\frac{1}{p}-1\right) \qquad (29)$$

получается

$$u_{LS1}=2(p-1)\hat{U}. \qquad (30)$$

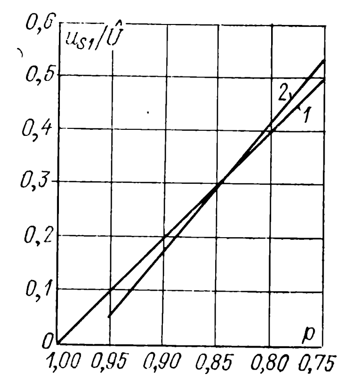


Рис. 12

На рис. 12 приведен результат указанного выше расчета для сети 245 кВ с током короткого замыкания 40 кА. Для электрической дуги за основу было принято динамическое уравнение (7) из главы 27 с $P_0=220$ кВт; $u_0=7{,}5$ кВ и $\tau=1{,}3$ мкс. Столь высокие значения u_0 образуются в высоковольтных выключателях при последовательном соединении нескольких дугогасительных камер. Волновое сопротивление линии составляет 480 Ом, а скорость распространения волны $3\cdot 10^5$ км/с. Линия *1* выражает теоретическую амплитуду по уравнению (30), а линия *2* — действительную амплитуду, образующуюся под действием дуги, в зависимости от p. Для значений $p=0{,}95\div0{,}86$ амплитуда будет пониженной ввиду показанного на рис. 9 влияния дуги. Для $p=0{,}86\div0{,}75$ она наоборот увеличивается, так как в этом случае изменение на стороне сети уже также оказывает влияние.

Другим результатом расчета является снижение начальной крутизны под действием сопротивления дуги. Крутизна колебания напряжения на линии

$$\frac{du_L}{dt}=Zp\omega\hat{I}. \qquad (31)$$

На рис. 13 приведено отношение крутизны напряжения, рассчитанной для момента перехода через нуль, к теоретической крутизне по уравнению (31). В качестве абсциссы отложено сопротивление дуги при переходе через нуль. Различные значения R_0 соответствуют разным характеристикам дуги: в данном случае u_0 колебалось между 12 и 3,5 кВ, а P_0 — между 390 и 140 кВт. Характеристики сети и линии за выключателем те же, что и для рис. 12. Очевидно, что демпфирующее действие будет тем сильнее, чем ближе величина R_0 к волновому

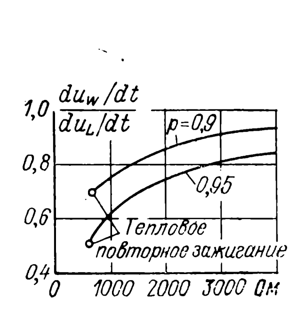


Рис. 13

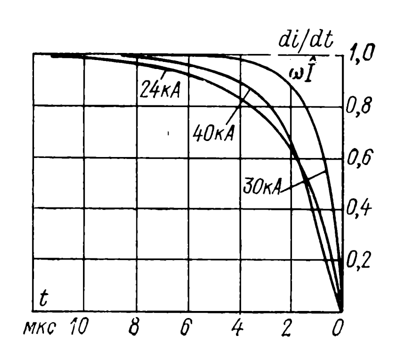


Рис. 14

сопротивлению. Это означает, что при удаленном коротком замыкании выключатель с некоторым током последействия может за счет демпфирования переходного напряжения облегчить процесс отключения. Следует, однако, учесть, что слишком малое остаточное сопротивление может очень быстро привести к повторному зажиганию и тем самым к отказу выключателя.

Наконец, необходимо еще раз кратко остановиться на искажении кривой тока перед его переходом через нуль. В главе 27 мы познакомились со взаимодействием между нарастающим напряжением, током, протекающим в параллельную емкость, и током дуги. Это взаимодействие особенно сильно при коротком замыкании на зажимах, так как любое изменение напряжения дуги в полной мере оказывает воздействие на емкость сети. Иные условия складываются при удаленном коротком замыкании. По рис. 11 видно, что на емкость сети действует сумма напряжения дуги и напряжения линии за выключателем. Следовательно, изменение напряжения дуги может оказывать влияние как на сеть, так и на линию. Поскольку входная емкость линии меньше входной емкости сети, то бо́льшая часть изменения напряжения горения дуги будет восприниматься линией за выключателем, а напряжение на сети u_C будет оста-

ваться почти постоянным. По этой причине емкостные токи искажения, а следовательно, и искажение тока электрической дуги будут при удаленном коротком замыкании значительно меньше, чем при коротком замыкании на зажимах.

На рис. 14 приведены зависимости крутизны тока в отношении к невозмущенной величине $\omega\hat{I}$ при отключении токов короткого замыкания 24 и 40 кА при коротком замыкании на зажимах и 30 кА при удаленном коротком замыкании в одном и том же выключателе. Из рисунка видно, что в противоположность короткому замыканию на зажимах при удаленном коротком замыкании изменение di/dt происходит лишь за несколько микросекунд до нулевого значения. Это означает, что остаточное сопротивление дуги при переходе тока через нуль при удаленном коротком замыкании меньше, чем при коротком замыкании на зажимах. По этой причине, а также ввиду большой начальной крутизны переходного напряжения, отключение удаленного короткого замыкания является одной из наиболее трудных коммутационных операций.

ГЛАВА ДВАДЦАТЬ ДЕВЯТАЯ

ПОВТОРНОЕ ЗАЖИГАНИЕ ДУГИ В ЕМКОСТНЫХ ЦЕПЯХ

Если цепь переменного тока, содержащая значительные емкости, отключается путем растяжения электрической дуги в выключателе, то в точности так же, как в индуктивных цепях, дуга гаснет в момент перехода тока через нуль. Однако здесь повторное зажигание дуги не может происходить сразу же после ее погасания, так как напряжение на отключенной емкости не исчезает внезапно и, следовательно, первоначально между контактами выключателя напряжение отсутствует. Лишь после изменения переменного напряжения сети или падения напряжения на емкости между контактами выключателя появляется разность потенциалов, которая после некоторой паузы тока может снова привести к повторному зажиганию дуги. Так как образующийся теперь ток включения растет очень быстро и достигает значительного уровня, появляются резкие скачки и пики тока и напряжения, которые могут оказывать более опасные воздействия на установку (сеть), чем более медленно меняющиеся синусоидальные напряжения в нормальных режимах.

Поскольку провода и кабели высоковольтных установок имеют значительные емкости, их отключение, особенно в ненагруженном состоянии, является далеко не безопасной операцией. Рассмотрим наиболее важные происходящие при этом процессы.

В качестве предварительной задачи проанализируем разряд емкости через электрическую дугу. На рис. 1 изображена электрическая цепь, в которой емкость C может после пробоя искрового промежутка разрядиться через сопротивление R. Искровой промежуток пробивается, если постепенно сближать его электроды, так что пробивное напряжение будет умень-

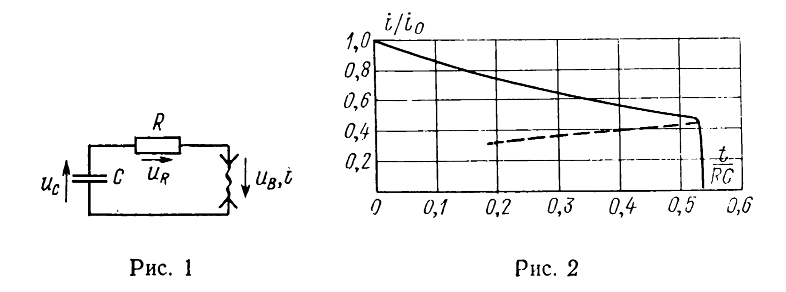


Рис. 1 Рис. 2

шаться, либо если напряжение на конденсаторе будет повышаться путем его зарядки. В любом случае разрядка начнется тогда, когда напряжение конденсатора будет точно совпадать с пробивным напряжением. Сам процесс зажигания представляет собой сложное взаимодействие между электронами и ионами в разрядном промежутке, причем в течение исключительно короткого времени образуется электронная лавина, которая допускает появление почти внезапного разрядного тока. Следовательно, начальный ток i_0 определяется точкой пересечения прямых сопротивления с ВАХ электрической дуги, как это изображено на рис. 6 в главе 25.

Сумма всех возникающих в цепи напряжений должна быть в любой момент времени равна нулю,

$$u_C + u_B + u_R = 0. \tag{1}$$

Если принять напряжение дуги (глава 25)

$$u_B = \frac{P_0}{i} + u_0, \tag{2}$$

то уравнение (1) преобразуется в следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{i}{C} + R\frac{di}{dt} - \frac{P_0}{i^2} \cdot \frac{di}{dt} = 0. \tag{3}$$

Это уравнение можно решить путем разделения переменных, причем интегрирование дает

$$-\frac{t}{RC}=\ln\frac{i}{i_0}+\frac{1}{2}\cdot\frac{P_0}{R}\cdot\frac{1}{i^2}+K. \qquad (4)$$

При начальном токе i_0 для $t=0$ полное решение имеет вид

$$\frac{t}{RC}=-\ln\frac{i}{i_0}-\frac{1}{2}\cdot\frac{P_0}{Ri_0^2}\left[\left(\frac{i_0}{i}\right)^2-1\right]. \qquad (5)$$

На рис. 2 показано изменение отношения i/i_0 по уравнению (5) для случая $P_0/(Ri_0^2)=0{,}2$. После очень быстрого возрастания до начального значения i_0 ток постепенно снижается, причем, однако, на изменение по чисто показательной функции, которое имело бы место в RC-звене, оказывает влияние второй член в правой части уравнения (5). По прошествии определенного времени кривая $i=f(t)$ доходит до некоторого предела и затем поворачивает обратно, что, конечно, бессмысленно с физической точки зрения. Наибольший ток рассчитывается по уравнению

$$\frac{d}{d\left(i/i_0\right)}\,\frac{t}{RC}=-\frac{1}{i/i_0}+\frac{P_0}{Ri_0^2}\left(\frac{i_0}{i}\right)^3=0 \qquad (6)$$

и равняется

$$i=\sqrt{P_0/R}. \qquad (7)$$

В главе 25 был приведен анализ устойчивости электрической дуги, ограниченной добавочным сопротивлением [уравнение (28)], который показал, что дуга горит устойчиво, пока выполняется условие

$$i>\sqrt{P_0/R}. \qquad (8)$$

Отсюда видно, что в точке поворота кривой на рис. 2 дуга становится неустойчивой и гаснет. Следовательно, ток падает от этой точки поворота до нуля, причем на конденсаторе сохраняется напряжение дуги, относящееся к току $i=\sqrt{P_0/R}$.

Для расчета изменения тока по уравнению (5) принята предпосылка, что дуге в течение всего времени соответствует статическая характеристика. Таким образом, предполагаем постоянную времени электрической цепи RC намного большей постоянной времени дуги τ. В искровом промежутке в воздухе без охлаждения и обдувания постоянная времени дуги составляет 50—100 мкс. Следовательно, при разрядных процессах, протекающих за столь короткое время, происходят отклонения от изменения тока, рассчитанного по уравнению (5). В таком случае ток дуги будет быстро падать и приближаться к изме-

нению по показательной функции, так как дуга в течение сравнительно длительного времени сохраняет низкое сопротивление.

Обычное устройство для создания импульсных (ударных) разрядов показано на рис. 3. Конденсатор C заряжается от источника напряжения U через большое сопротивление R_1 и разряжается всякий раз при достижении пробойного напряжения искрового промежутка *ИП* через малое сопротивление R_2. Изменение напряжения и тока во времени приведено на рис. 4. Напряжение возрастает с постоянной времени зарядного контура R_1C, а затем снова падает в соответствии с малой постоянной времени разрядного контура R_2C. Отношение зарядного тока к разрядному току обратно пропорционально отношению соответствующих сопротивлений. Ввиду этих взаимозависимостей в переключательных цепях по рис. 3 можно создавать большие импульсы тока или снимать вызываемые ими импульсные напряжения с разрядного сопротивления и использовать их для испытаний.

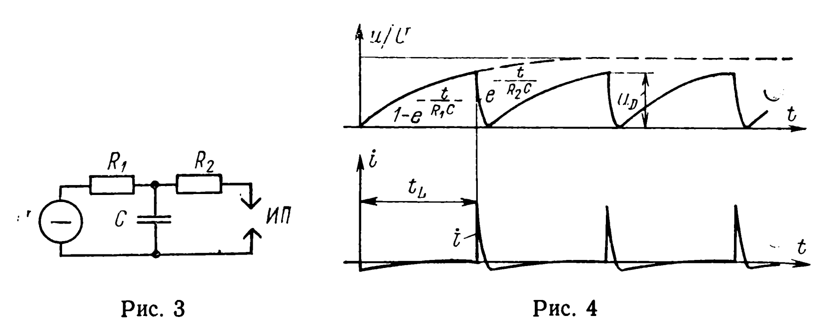


Рис. 3 Рис. 4

Путем соответствующего подбора сопротивлений и применения подходящего искрового промежутка можно в широких пределах регулировать частоту разряда. Эта частота определяется в основном временем зарядки t_L, которое в соответствии с рис. 4 обусловливается достижением напряжения зажигания

$$u_D = U\left[1 - e^{-t_L/(R_1C)}\right] \tag{9}$$

и составляет

$$t_L = R_1C\ln\frac{1}{1-u_D/U}. \tag{10}$$

Для обеспечения надежности процесса не следует выбирать отношение u_D/U слишком близким к единице. Это обусловлено тем, что изменение времени зарядки при изменении отношения u_D/U определяется соотношением

$$\Delta t_L = \frac{R_1C}{1-u_D/U}\,\Delta\frac{u_D}{U}. \tag{11}$$

Следовательно, чем ближе u_D/U к единице, тем большим будет при малых колебаниях напряжения зажигания или зарядки изменение времени зарядки, а вместе с тем и частоты. Представленный на рис. 4 процесс называют релаксационным колебанием.

Перемежающиеся разряды образуются во многих случаях самопроизвольно при замыкании или размыкании выключателей. На рис. 5 показано нагрузочное сопротивление R_1, питаемое постоянным напряжением U, причем цепь замыкается через линию с малой емкостью C и малым сопротивлением R_2. Такие небольшие паразитные емкости имеются во всех электрических

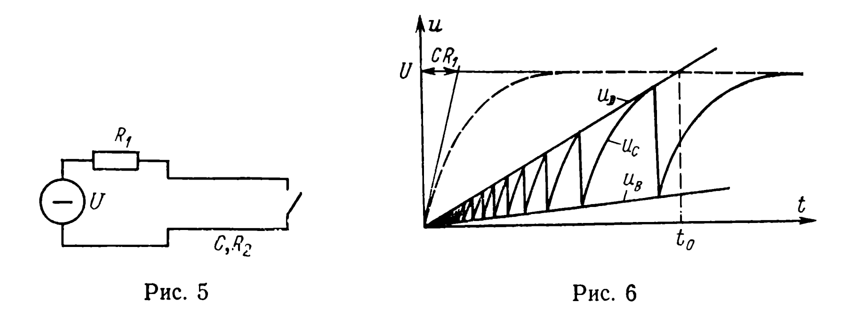


Рис. 5 Рис. 6

установках. Электрическая цепь аналогична показанной на рис. 3, однако здесь изменяется длина искрового промежутка. При размыкании выключателя сперва образуется электрическая дуга, которая, однако, быстро затухает, если протекающий в цепи ток остается небольшим. При этом в соответствии с рис. 6 конденсатор C заряжается через сопротивление R_1 и напряжение на межконтактном промежутке повышается. Если пробивное напряжение межконтактного промежутка еще недостаточно велико, через некоторое время происходит пробой. Образующаяся при этом дуга сразу же снова гаснет, а напряжение опять возрастает. При коммутации такой цепи межконтактный промежуток может многократно пробиваться до тех пор, пока не будет достигнута окончательная диэлектрическая прочность. Такие перемежающиеся разряды могут предотвращаться путем быстрой коммутации, если при этом пробивное напряжение u_D будет возрастать быстрее, чем напряжение u, повышающееся по показательному закону. Поэтому условием для обеспечения безыскрового размыкания выключателя является время размыкания контактов вплоть до достижения такого расстояния между контактами, при котором $u_D = U$. Это время должно составлять

$$t_0 \leqslant CR_1. \qquad (12)$$

Сходные условия возникают при замыкании выключателя. Если при уменьшении расстояния между контактами снижающееся пробивное напряжение межконтактного промежутка становится меньше напряжения U источника питания, то после пробоя происходит очень быстрый разряд с постоянной времени CR_2, как это показано на рис. 7. После угасания искры напряжение снова возрастает с постоянной времени CR_1 до тех пор, пока снова не будет достигнуто снизившееся между тем пробивное напряжение u_D. Перемежающиеся разряды повторяются все с меньшими и меньшими амплитудами вплоть до того момента, когда выключатель будет полностью замкнут. В принципе повторных разрядов можно избежать путем быстрого замыкания выключателя. Однако это должно происходить настолько быстро, чтобы время включения, отсчитываемое от момента достижения напряжения зажигания $u_D=U$, удовлетворяло условию

$$t_E \leqslant CR_2, \tag{13}$$

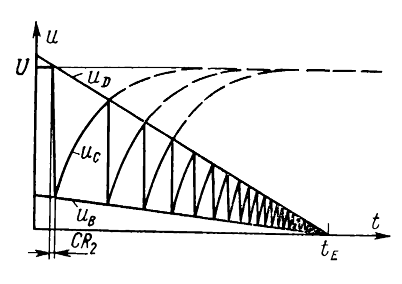


Рис. 7

для того чтобы исключалась уже первая повторная зарядка по показательному закону. В большинстве случаев это время настолько мало, что трудно осуществить перемещение контактов с необходимой скоростью.

Перемежающиеся разряды как при отключении, так и при включении создают согласно рис. 4 большие импульсы тока, оказывающие сильное воздействие на контакты. Поэтому для их изготовления должен применяться материал с достаточно высокой стойкостью к обгоранию. С другой стороны, перемежающиеся разряды можно также подавлять путем искусственного увеличения емкости C, так что будут удовлетворяться уравнения (11) и (12). Такой же эффект дает введение индуктивности в цепь с выключателем.

В сильноточных цепях переменного тока, содержащих значительные емкости, сопротивление проводников R обычно настолько мало, что падение напряжения на нем значительно меньше, чем напряжение на емкости. Отношение этих двух напряжений без учета фазы составляет

$$\frac{\hat{u}_R}{\hat{u}_C} = \frac{IR}{I/(\omega C)} = \omega CR. \tag{14}$$

Следовательно, если в цепи по рис. 8 сопротивление R значительно меньше $1/(\omega C)$, то время зарядки конденсатора при

пробое межконтактного промежутка будет всегда мало по сравнению с полупериодом колебания тока. Поэтому переменное напряжение источника питания за короткий промежуток процесса зарядки существенно не меняется, так что перекрытие конденсатора искрой переменного тока можно в достаточном приближении анализировать на основе законов для искровых разрядов постоянного тока. Полярность переменного напряжения играет определенную роль лишь в том отношении, что при несимметричном расположении электродов искрового промежутка может возникать определенная зависимость пробивного напряжения от полярности. Однако в нижеследующем анализе мы не будем учитывать этот эффект.

Если установить искровой промежуток *ИП* в электрической цепи на

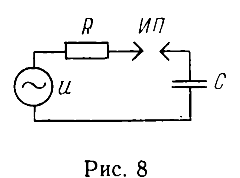


Рис. 8

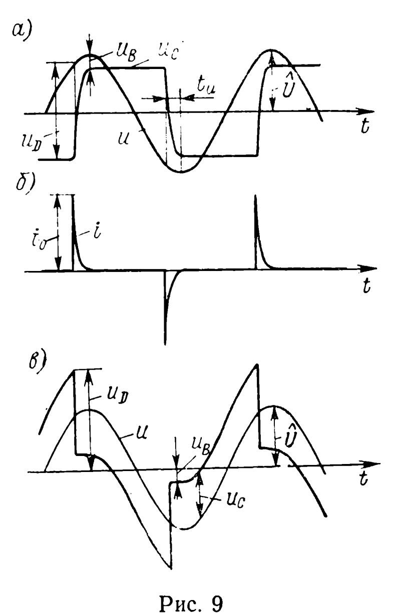


Рис. 9

рис. 8 таким образом, что переменное напряжение источника питания будет достаточным для пробоя искрового промежутка, то каждый раз при достижении пробивного напряжения между электродами будет проскакивать зарядная искра. При этом конденсатор будет за короткое время в соответствии с уравнением (5) заряжаться до напряжения, которое ниже соответствующего напряжения источника питания только на напряжение дуги при затухании зарядного тока. После угасания зарядной искры конденсатор сохраняет свое напряжение. Однако напряжение *u* источника питания изменяется и через некоторое время принимает противоположную полярность. Поэтому между электродами образуется разность напряжений, которая будет постоянно нарастать и достигнет наконец значения, достаточно большого для нового пробоя искрового промежутка. При этом конденсатор перезаряжается до напряжения, равного новому мгновенному значению напряжения

источника питания, и сохраняет это напряжение после погасания зарядной искры до следующей перезарядки при новом изменении полярности.

Эти процессы представлены графически на рис. 9. При этом ток протекает только в течение короткого времени перезарядки t_u. Этот ток уже ни в коей мере не является синусоидальным, а состоит из отдельных остроконечных импульсов. Начальные значения этих импульсов тока носят ввиду малого сопротивления R характер коротких замыканий. Напряжение на искровом промежутке во время прохождения тока задается напряжением дуги u_B. В течение остального времени оно определяется разностью между напряжением на конденсаторе и переменным напряжением, как это показано на рис. 9, *в*. Таким образом, несмотря на синусоидальную форму напряжения источника питания, напряжение на конденсаторе так же, как и напряжение на сопротивлении, имеют сильно искаженную форму. Напряжение на конденсаторе является почти прямоугольным, а напряжение на сопротивлении соответствует характеристике тока. Сдвиг фазы напряжения конденсатора относительно напряжения источника питания зависит от значения напряжения зажигания на искровом промежутке. На рис. 9 принято, что u_D почти равно $2\hat{U}$. При этом зажигание может вообще произойти впервые только в том случае, если конденсатор был вначале уже предварительно заряжен, так как в противном случае напряжение $\hat{U}$ не смогло бы достичь значения пробивного напряжения. Однако, если процесс перезарядки однажды начался, то он будет повторяться в дальнейшем регулярно через каждый полупериод. Наибольшее напряжение зажигания, которое еще преодолевается источником питания, составляет

$$u_D = 2\hat{U} - u_B. \tag{15}$$

Если настроить искровой промежуток на это пробивное напряжение, то конденсатор будет всегда перезаряжаться в момент амплитудного значения напряжения источника питания, так что прямоугольное напряжение на конденсаторе будет сдвинуто на $\pi/2$ по отношению к напряжению источника питания. Поэтому при такой настройке импульсы тока будут синфазны амплитудным значениям напряжения. Если же установить искровой промежуток в схеме рис. 8 на меньшие пробивные напряжения, то пробой будет происходить раньше, а сдвиг фазы между напряжением на конденсаторе и напряжением источника тока уменьшится. При еще меньшем пробивном напряжении во время одного полупериода может возникать несколько зарядных искр, но при этом, конечно, будут образовываться меньшие импульсы тока.

При отключении емкостей происходят аналогичные процессы, однако при этом только увеличивается расстояние между контактами, а вместе с тем возрастает и пробивное напряжение. Электрическая дуга, вызываемая нормальным зарядным током конденсатора, в большинстве случаев угасает во время первого перехода тока через нуль после размыкания контактов. Лишь после того как переменное напряжение несколько изменится, произойдет кратковременное повторное зажигание, при

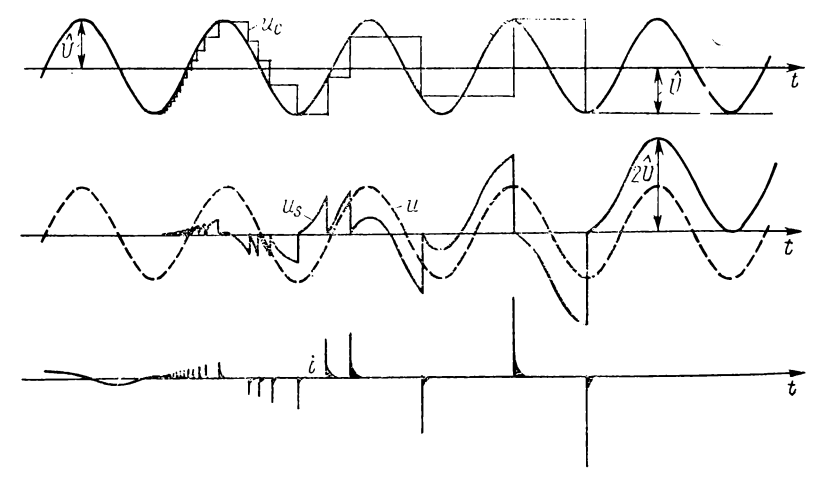


Рис. 10

котором конденсатор зарядится до нового мгновенного значения переменного напряжения. Этот процесс непрерывно продолжается при увеличивающемся расстоянии между контактами, причем напряжение конденсатора изменяется по ступенчатой кривой со все возрастающей высотой ступенек и каждый раз выравнивается с напряжением источника питания. На рис. 10 изображено изменение напряжения на конденсаторе u_C, напряжения на межконтактном промежутке u_s и тока i во время процесса отключения. При этом для упрощения графиков принято, что как время зарядки, так и напряжение дуги u_B очень малы, так что в момент пробоя напряжение конденсатора всегда становится в точности равным напряжению источника питания.

Из графика видно, что при увеличивающемся расстоянии между контактами скачки напряжения на выключателе и конденсаторе все время увеличиваются и всякий раз совпадают с пробивным напряжением. Это пробивное напряжение меньше пробивного напряжения, которое показало бы измерение без предшествующего воздействия тока. Аналогично тому, как при

восстановлении диэлектрической прочности после отключения короткого замыкания, здесь также происходит последействие горячего газа, созданного дугой. При обычно коммутируемых емкостных токах это влияние незначительно. На рис. 11 приведены две полученные путем измерений кривые для пробивного напряжения межконтактного промежутка выключателя 110 кВ в зависимости от расстояния *a* контактного штифта. Эти кривые характеризуют восстановление диэлектрической прочности разрывного промежутка выключателей большой мощности, и

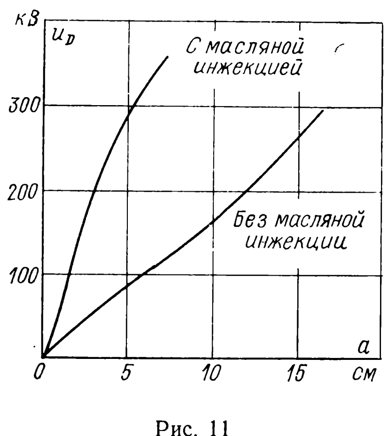


Рис. 11

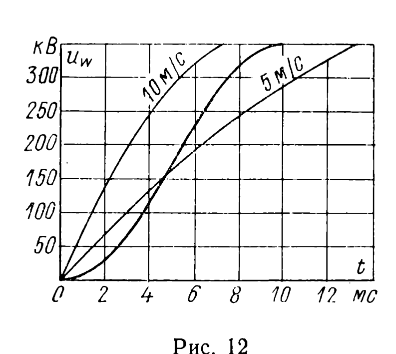


Рис. 12

их можно использовать для оценки коммутационной способности выключателя при отключении емкостных токов. Когда длина межконтактного промежутка становится достаточно большой, скачки напряжения приближаются к $2\hat{U}$ и дуга окончательно гаснет. При этом конденсатор остается заряженным до напряжения $\hat{U}$, так что на межконтактном промежутке действует напряжение $2\hat{U}$.

Из рис. 10 видно, что скорость размыкания имеет большое влияние на коммутационную способность выключателя при отключении емкостных токов. При быстром размыкании выключателя можно значительно сократить число повторных зажиганий, а при достаточно высокой скорости коммутации их можно вообще избежать.

На рис. 12 показано воздействие напряжения на межконтактный промежуток при отключении емкостной цепи 110 кВ в случае замыкания сети на землю. В зависимости от скорости расхождения контактов происходит определенное воздействие напряжения при меньших или больших расстояниях между контактами. Верхняя кривая на рис. 11 для пробивного напря-

жения также внесена в рис. 12. Следовательно, существует определенная скорость коммутации, при которой восстанавливающаяся диэлектрическая прочность лежит выше восстанавливающегося напряжения, и таким образом выключатель будет отключать без повторных зажиганий дуги.

При включении электрической цепи высокого напряжения во время сближения контактов также происходят пробои, когда пробивное напряжение между контактами становится достаточно малым. Если конденсатор не имеет предварительного заряда, то первый пробой произойдет в момент максимального

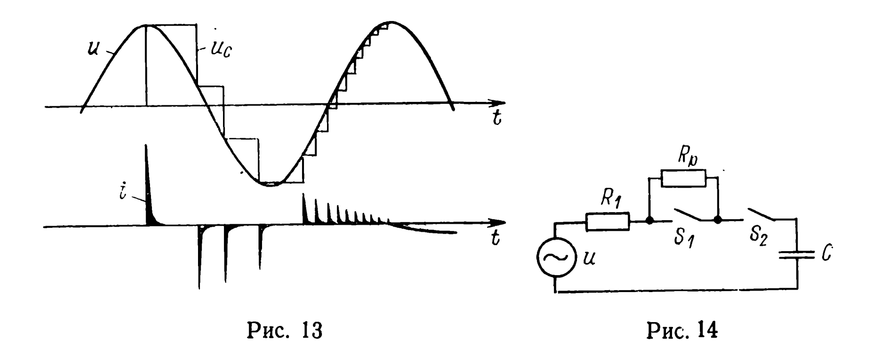


Рис. 13 Рис. 14

напряжения. Следующие затем скачки напряжения уменьшаются с сокращением расстояния между контактами в соответствии с изображением этого процесса на рис. 13.

При быстром включении первый пробой может произойти не при амплитудном значении, а при других мгновенных значениях напряжения. Число скачков напряжения может быть и в этом случае сокращено за счет ускорения процесса коммутации. Однако включение без предварительных пробоев в принципе невозможно.

Сильные броски тока и скачки напряжения, возникающие при появлении дуги в процессе коммутации, обусловлены прежде всего тем, что конденсатор после затухания тока в течение некоторого времени остается заряженным. Если в противоположность вышеописанному выполнить выключатель в соответствии со схемой на рис. 14, в котором сперва с помощью коммутационного промежутка S_1 параллельное сопротивление R_p включается последовательно с емкостью C, а затем эта цепь отключается выключателем S_2, то конденсатор после отключения зарядного тока разряжается в соответствии с уравнением

$$u_C = \hat{U} e^{-t/(R_p C)}. \qquad (16)$$

При условии, что $R_p = 1/(\omega C)$, конденсатор имеет по истечении полупериода напряжение, равное только 4,3% амплитудного значения переменного напряжения. Таким образом, воздействие напряжения на коммутационный промежуток через выключатель S_2 будет вдвое меньше, чем в конденсаторном выключателе без сопротивления R_p. Если после размыкания контактов выключателя S_2 будут все же происходить повторные зажигания, то амплитудное значение импульса тока также будет ограничиваться сопротивлением R_p до небольших значений.

ГЛАВА ТРИДЦАТАЯ

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДУГА В КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ЦЕПЯХ

В колебательных цепях с индуктивностью и емкостью свободные токи затухают под влиянием активного сопротивления проводников по показательному закону. При этом в зависимости от сопротивления и обусловленной им постоянной времени ток постепенно полностью прекращается после определенного числа колебаний. Колебания могут начаться вследствие повреждения изоляции проводника цепи в каком-либо месте или пробоя между контактами при их взаимном сближении. Другая причина появления разряда может заключаться в том, что диэлектрическая прочность искрового промежутка на рис. 1 настолько ослабляется в результате появления небольшой искры *И* на одном из электродов, что приложенное напряжение станет достаточным для пробоя промежутка. Этим путем могут вводиться в действие разрядные процессы с очень малой задержкой, менее 1 мкс, в то время как при замыкании контактов возможно рассеяние времени появления пробоя вплоть до 1 мс. Разряд, возникающий после пробоя искрового промежутка, может принимать в зависимости от количества выделяющейся энергии различный характер, от слабых искр до больших сильноточных электрических дуг.

Во многих случаях падение напряжения в проводниках является небольшим, поэтому затухание обусловливается в основном самим разрядом. Ввиду этого исследуем сперва недемпфированный колебательный контур на рис. 2 с дуговым разрядом. При разрядах с высокими частотами, которые часто происходят при таких пробоях, температура электрической дуги, а также температура электродов мало меняется на протяжении

одного полупериода. Поэтому напряжение дуги почти не зависит от мгновенного значения тока, как это видно из примера на рис. 3. Небольшие пики зажигания, следующие после каждого перехода тока через нуль, оказывают лишь незначительное влияние на характер изменения тока во времени. Однако

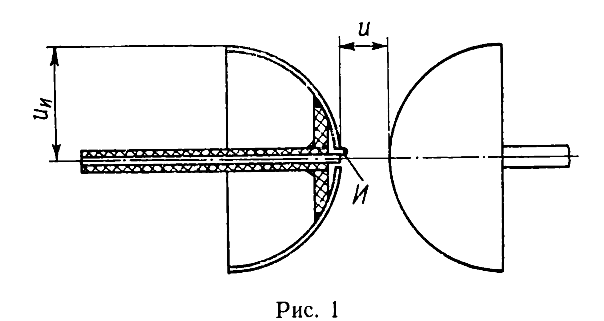


Рис. 1

и при разряде, колеблющемся с частотой 50 Гц, напряжение дуги при силах тока выше 1 кА также будет в соответствии с рис. 4 почти постоянным. Поэтому для расчета изменения тока можно предположить, что напряжение дуги имеет вид

$$u_B = \pm u_0. \tag{1}$$



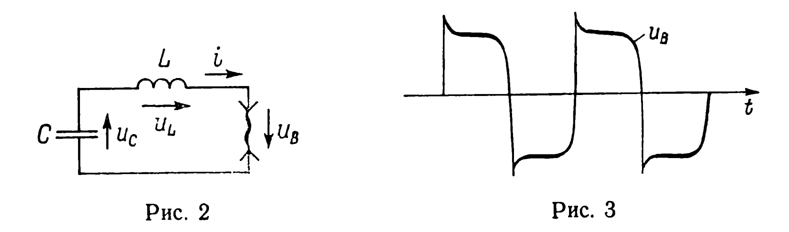


Рис. 2 Рис. 3

Если в цепи (рис. 2) протекает ток, то сумма всех падений напряжения должна быть теперь равна нулю,

$$u_L + u_C + u_B = 0. \tag{2}$$

Следовательно, для каждого мгновенного значения тока справедливо уравнение

$$L\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}\int i\,dt + u_0 = 0. \tag{3}$$

Это дифференциальное уравнение не может быть решено в замкнутом виде из-за изменений знака перед u_0, и поэтому надо искать отдельное решение для каждого полупериода тока.

Из уравнения (3) получаем путем дифференцирования

$$\frac{d^2i}{dt^2}+\frac{i}{LC}=0. \tag{4}$$

Это то же самое дифференциальное уравнение, которое было бы действительно и для колебательного контура без электрической дуги. Следовательно, можно сделать предварительный вывод, что собственная круговая частота $\omega_0=1/\sqrt{LC}$ не испы-

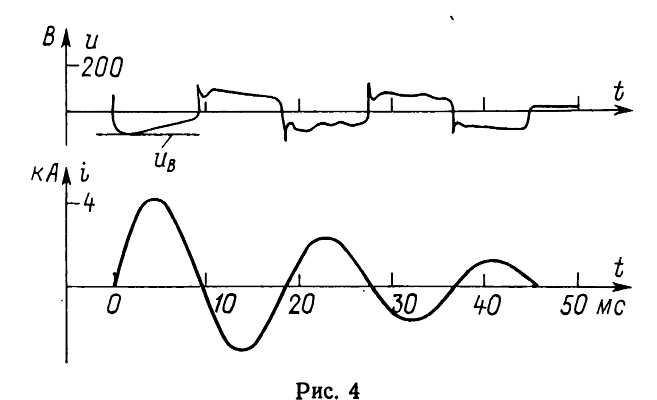


Рис. 4

тывает влияния со стороны дуги. Общее решение уравнения (4) имеет вид

$$i=K_1e^{j\omega_0t}+K_2e^{-j\omega_0t}, \tag{5}$$

причем постоянные интегрирования K_1 и K_2 определяются начальными условиями провала напряжения в момент времени $t=0$:

$$i=0 \text{ и } \frac{di}{dt}=\frac{u_{C0}-u_0}{L}. \tag{6}$$

При этом u_{C0} — напряжение, до которого был заряжен конденсатор C в момент зажигания дугового промежутка. Постоянные интегрирования K_1 и K_2 получаются с учетом уравнений (5) и (6):

$$\underline{K}_1=-\frac{j}{2\omega_0}\cdot\frac{u_{C0}-u_0}{L}; \qquad \underline{K}_2=+\frac{j}{2\omega_0}\cdot\frac{u_{C0}-u_0}{L}. \tag{7}$$

Подставив их в уравнение (5), получим

$$i=\frac{u_{C0}-u_0}{\omega_0L}\sin\omega_0t=\frac{u_{C0}-u_0}{R_w}\sin\omega_0t. \tag{8}$$

Здесь $R_w = \sqrt{L/C}$—волновое сопротивление контура. Следовательно, амплитудное значение разрядного тока в первом полупериоде в $(u_{C0} - u_0)/u_{C0}$ раз меньше, чем в контуре без сопротивления дуги, и определяется выражением

$$\hat{i}_1 = \frac{u_{C0} - u_0}{R_w}. \tag{9}$$

Напряжение на конденсаторе изменяется в течение полупериода в соответствии с уравнением

$$\frac{du_C}{dt} = -\frac{i}{C}. \tag{10}$$

Если уравнение (8) подставить в уравнение (10) и произвести интегрирование, то для напряжения на конденсаторе в первом полупериоде получается

$$u_C = (u_{C0} - u_0) \cos \omega_0 t + K_3. \tag{11}$$

Из условия, что в момент времени $t=0$ напряжение конденсатора $u_C = u_{C0}$, вытекает равенство $K_3 = u_0$, так что для напряжения на конденсаторе справедливо следующее уравнение:

$$u_C = (u_{C0} - u_0) \cos \omega_0 t + u_0. \tag{12}$$

Следовательно, после первого полупериода напряжение конденсатора составляет

$$u_{C1} = -u_{C0} + 2u_0. \tag{13}$$

Таким образом, теперь к конденсатору приложено отрицательное напряжение, которое, однако, вследствие демпфирующего действия дуги меньше начального значения на удвоенное напряжение дуги. Для второго полупериода можно снова исходить из уравнения (5) и подставлять в него начальное условие в соответствии с уравнение (13). При этом для амплитудного значения тока во втором полупериоде с учетом того, что теперь $u_B = -u_0$, получается

$$\hat{i}_2 = \frac{1}{R_w} [u_{C1} - (-u_0)] = \frac{1}{R_w} (-u_{C0} + 3u_0). \tag{14}$$

Амплитудное значение во втором полупериоде по уравнению (14) является, конечно, отрицательным. Если рассмотреть абсолютные значения амплитуд тока, то в общем виде для n-го полупериода можно записать

$$\hat{i}_n = \frac{1}{R_w} [u_{C0} - (2n-1) u_0]. \tag{15}$$

В равной мере напряжение конденсатора в конце полупериода можно без учета полярности представить выражением

$$u_{C_n} = u_{C_0} - 2nu_0. \tag{16}$$

На рис. 5 показано изменение во времени тока и напряжения разряда. В противоположность резистивному демпфированию, в случае демпфирования электрической дуги искровым разрядом амплитудные значения тока убывают линейно. Следовательно, полупериод колебания напряжения конденсатора протекает несимметрично относительно нулевой линии, и напряжение конденсатора колеблется вокруг напряжения дуги u_0. Вследствие скачка напряжение дуги от $+u_B$ до $-u_B$ или наоборот изменение тока при его переходе через нуль также не является плавным. Здесь наблюдается излом характеристики, который становится тем отчетливей, чем меньше ток.

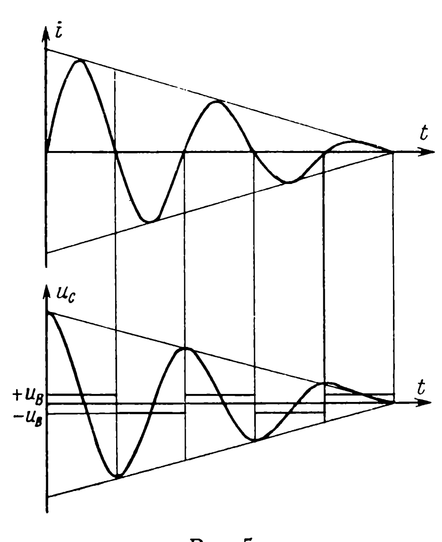


Рис. 5

В колебательном контуре, имеющем только резистивное демпфирование, колебания затухают теоретически лишь спустя бесконечно длительное время. Практически колебания в таком контуре происходят долго и имеют под конец очень малое амплитудное значение. Иначе обстоит дело при наличии дуги. Здесь происходит ограничение числа полупериодов в результате того, что напряжение на конденсаторе после известного числа колебаний падает ниже напряжения дуги, когда

$$u_{C0} - 2nu_0 \leqslant u_0. \tag{17}$$

Таким образом, число указанных полупериодов составляет

$$n = \frac{u_{C0} - u_0}{u_0}. \tag{18}$$

При этом n следует округлять до следующего, более высокого целого числа.

Если напряжение дуги u_0 очень мало по сравнению с напряжением конденсатора u_{C0}, то получаем многочисленные полупериоды колебаний. В случае же, когда напряжение дуги

равно значительной части напряжения конденсатора, следует лишь несколько полупериодов, если

$$u_0 = {}^1/_3 u_{C0}. \qquad (19)$$

Так, например, по прошествии только одного полупериода конденсатор может иметь противоположный по знаку заряд, равный $^1/_3$ первоначального.

Для практических нужд уравнение (18) дает лишь приблизительное значение n, так как в показанной на рис. 2 электрической цепи кроме индуктивности L и емкости C неизбежно имеются паразитные индуктивности и емкости. В частности, параллельно дуге всегда включена собственная емкость катушки. Вследствие этого, так же как при повторном зажигании дуги переменного тока в главе 27, образуется колеблющееся восстанавливающееся напряжение. Поэтому уравненение (17) лишь приближенно выражает условия повторного зажигания дуги.

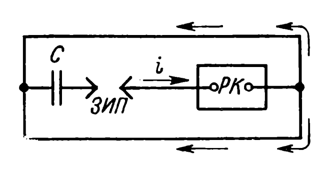


Рис. 6

Если в противоположность нашей действовавшей до сих пор предпосылке контур имеет значительное сопротивление r также и в проводниках, то теперь его можно легче учесть. Полупериод колебания тока описывается уравнением

$$i_1 = \frac{u_{C0} - u_0}{R_w} e^{-t/(2\vartheta)} \sin \omega_0 t, \qquad (20)$$

где $\vartheta = L/r$. В этом случае напряжение на конденсаторе в конце первого полупериода составляет

$$u_{C1} = (u_{C0} - u_0)\, e^{-\pi/(2\omega_0\vartheta)} - u_0, \qquad (21)$$

так что амплитудное значение во втором полупериоде оказывается меньшим, чем по уравнению (14). Отношение второго амплитудного значения колебания тока к первому амплитудному значению в случае слабого демпфирования, при котором $\hat{i}$ достигается приблизительно в момент времени $t = \pi/(2\omega_0)$, составляет

$$\frac{\hat{i}_2}{\hat{i}_1} = e^{-\pi/(2\omega_0\vartheta)} - \frac{2u_0}{u_{C0} - u_0}.$$

При этом показательная функция выражает долю резистивного демпфирования, а второй член — долю демпфирования в дуге.

Явление искрового разряда используется, например, в спектроскопии для создания плазмы, в которой исследуемые

вещества возбуждаются для испускания света. Кроме того, с помощью колебательного контура можно кратковременно генерировать очень большие токи. Амплитудное значение тока согласно уравнению (9) определяется зарядным напряжением и волновым сопротивлением. Поэтому, если сделать волновое сопротивление $R_w=\sqrt{L/C}$ очень малым, то ток будет очень большим. Наиболее просто этот эффект достигается с помощью коаксиального устройства (рис. 6), в котором проводники располагаются концентрично один в другом. В таком устройстве общая индуктивность, а вместе с ней и волновое сопротивление очень малы. В это устройство входят также разрядная камера (*РК*), емкость C и запальный искровой промежуток (*ЗИП*). С помощью таких устройств можно создавать токи с амплитудными значениями в несколько сот килоампер, причем полупериод составляет несколько микросекунд (в контуре с $C=21$ мкФ и $L=0{,}48$ мкГн можно получить $u_{C0}=15$ кВ и $i_1=100$ кА при $f=50$ кГц). Однако и для создания переменных токов с амплитудными значениями в несколько килоампер с частотой 50 или 100 Гц конденсаторная батарея также представляет собой наиболее дешевое средство.

ГЛАВА ТРИДЦАТЬ ПЕРВАЯ

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ ПРИ КОММУТАЦИОННЫХ ПРОЦЕССАХ

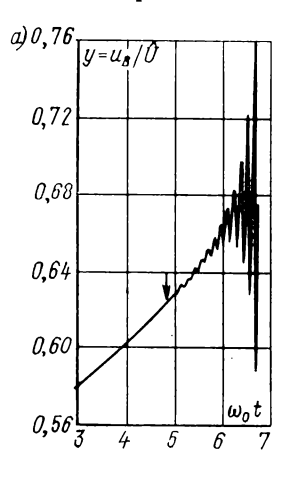
В предшествующих главах неоднократно исследовалась устойчивость электрической дуги при определенных условиях в электрической цепи. Остановимся теперь более подробно на устойчивом и неустойчивом состоянии электрической дуги и ее влиянии на электрическую цепь.

В главе 27 был рассмотрен путь к решению нелинейных дифференциальных уравнений электрической дуги совместно с уравнениями электрической цепи [уравнения (11)—(16)] с помощью ЭЦВМ. Еще один пример результатов расчета приведен на рис. 1. При этом основные условия с $\Theta=0{,}02$ и $P_n=5\cdot10^{-4}$ выбирались так, чтобы могли возникать неустойчивости. Электрическая цепь в соответствии с рис. 2 в данном случае также состоит из индуктивности для ограничения тока и емкости, соединенной параллельно с электрической дугой. Выведенное в урав-

нении (32) главы 27 условие неустойчивости цепи можно записать в приведенном виде

$$-dy/dz > \Theta, \tag{1}$$

где $y = u_{\text{в}}/\hat{U}$ и $z = \omega_0 i/(\omega \hat{I})$. Начиная с момента, когда крутизна динамической характеристики становится настолько большой, что выполняется неравенство (1), нарушается устойчивость. На рис. 1 это место обозначено стрелкой. Возникающая неустойчивость приводит к колебаниям как напряжения, так и тока дуги. В y—z-диаграмме (u—i-диаграмма) спиральная форма характеристики показывает, что напряжение и ток дуги сдвинуты по фазе относительно друг друга.



До сих пор мы во всех случаях предполагали, что неустойчивость электрической дуги приводит к ее угасанию. В большинстве случаев это соответствует действительности. Однако возможно также, что сперва будут происходить колебания с возрастающей амплитудой. Мы уже показали, что из линейного уравнения дуги и дифференциального уравнения электрической цепи можно для малых отклонений напряжения дуги вывести дифференциальное уравнение вида

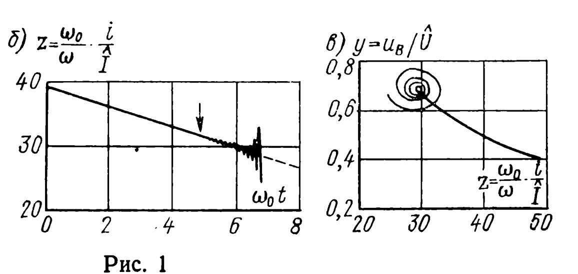


Рис. 1

$$a_n \frac{d^n}{dt^n} \Delta u + \ldots + a_2 \frac{d^2}{dt^2} \Delta u + a_1 \frac{d}{dt} \Delta u + a_0 \Delta u = 0. \tag{2}$$

Решение этого уравнения определяется теоремой

$$\Delta u = \sum K_i e^{\lambda_i t}, \tag{3}$$

причем λ_i получают из характеристического уравнения

$$a_n \lambda^n + \ldots + a_2 \lambda^2 + a_1 \lambda + a_0 = 0. \tag{4}$$

Корни λ_i могут быть четырех видов:

1. Все λ_i являются вещественными и отрицательными. В этом случае возмущения, характеризующиеся Δu, затухают и дуга является устойчивой.

2. Все λ_i являются вещественными, но одно или несколько из них положительны. Возмущения со временем усиливаются, дуга отклоняется от квазиустойчивой характеристики и становится неустойчивой.

3. Величины λ_i являются частично вещественными и частично комплексными, однако все вещественные корни и вещественные части комплексных корней отрицательны. В этом случае возмущения с налагающимися на них колебаниями затухают и дуга остается устойчивой.

4. Величины λ_i являются частично вещественным, частично комплексными, однако один или несколько корней либо вещественных частей комплексных корней положительны. Этому случаю соответствует приведенный на рис. 1 пример расчета неустойчивости дуги с постепенно увеличивающейся амплитудой колебаний.

Рис. 2

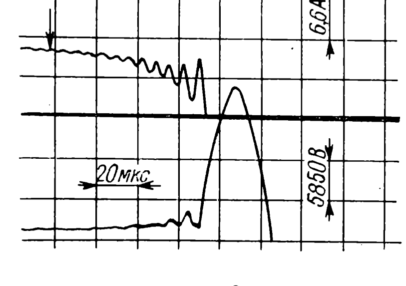


Рис. 3

Явления неустойчивости, сопровождающиеся колебаниями, наблюдаются также и на электрических дугах в выключателях. На рис. 3 приведена осциллограмма дуги в воздушном выключателе. Здесь отключенный ток составляет 285 А, давление воздушного потока было 17 атм$\approx$1,7 МПа. Из осциллограммы видно, что незадолго до перехода тока через нуль возникло колебание этого тока, которое постепенно увеличивалось до тех пор, пока ток не стал равен нулю. При этом дуга погасла, а в напряжении дуги наблюдался очень высокий пик гашения, вызванный разрывом тока дуги. На этом процессе мы еще остановимся ниже.

Случаи 3 и 4 неустойчивости включают в себя также возможность того, что корни будут чисто мнимыми. В этом случае уравнение (3) дает гармоническое колебание и дуга может в течение длительного времени колебаться без затухания. Это явление использовалось на начальной стадии развития высокочастотной техники для создания колебаний в так называемых электродуговых передатчиках. Физическую причину незатухающих колебаний дуги следует усматривать в том, что дифференциальное сопротивление дуги является на восходящей

части характеристики отрицательным. В результате этого могут компенсироваться сопротивления в остальной части электрической цепи, так что общее сопротивление становится равным нулю.

В главе 27 [уравнение (30)] мы вывели для цепи на рис. 2 следующее уравнение для Δu:

$$R_B \frac{d^3}{dt^3}\Delta u + \left(\frac{1}{C_p} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{du_B}{di}\right)\frac{d^2}{dt^2}\Delta u + \left(\frac{1}{\tau C_p} + \frac{R_B}{LC_p}\right)\frac{d}{dt}\Delta u + \frac{du_B}{di} \cdot \frac{1}{\tau L C_p}\Delta u = 0. \qquad (5)$$

Из этого уравнения можно для случая малых амплитуд ($\Delta u \approx 0$) определять частоту колебания дуги. Если учесть, что коэффициент $a_2 = 1/C_p + (1/\tau)du_B/di$ в начальной точке неустойчивости становится равным нулю, то уравнение (5) даст дифференциальное уравнение колебания с частотой

$$\omega_i = \sqrt{\frac{a_3}{a_1}} = \sqrt{\left(\frac{1}{\tau C_p} + \frac{R_B}{LC_p}\right)\frac{1}{R_B}}. \qquad (6)$$

Подставив сюда $1/C_p = -(1/\tau)du_B/di$, получим

$$\omega_i = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{(\omega_0\tau)^2} \cdot \frac{1}{R_B} \cdot \frac{du_B}{di}}, \qquad (7)$$

где $\omega_0 = \sqrt{1/(LC_p)}$ — собственная круговая частота электрической цепи.

Когда дуга описывается статической характеристикой $u_B = P_0/i$, то

$$\frac{1}{R_B} \cdot \frac{du_B}{di} = -1. \qquad (8)$$

Далее, для электрических дуг выключателей справедливо условие $\omega_0\tau \ll 1$, так что уравнение (7) дает

$$\omega \approx 1/\tau. \qquad (9)$$

Следовательно, напряжение дуги с постоянной времени 1 мкс колебалось бы в случае неустойчивости приблизительно с частотой 160 кГц. Однако это верно только для начальной точки неустойчивости, а в дальнейшем может изменяться как частота, так и форма кривой колебаний.

С целью исследования влияния неустойчивости дуги на электрическую цепь рассмотрим цепь, изображенную на рис. 4. Параллельное включение индуктивности, емкости и сопротивления представляет собой простую эквивалентную схему трансформатора в холостом режиме. Пусть индуктивность сети

будет мала по сравнению с индуктивностью трансформатора ($L_N \ll L_т$); кроме того, пренебрежем токами через $R_т$ и $C_т$, так что при напряжении

$$u = \hat{U} \cos \omega t \tag{10}$$

через трансформатор будет протекать ток (рис. 5)

$$i = \frac{\hat{U}}{\omega L_т} \sin \omega t. \tag{11}$$

Далее, пусть в определенный момент полупериода дуга выключателя станет неустойчивой и приведет к разрыву тока. Теперь трансформатор отключен от сети и возникает переходный процесс, который описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{d^2}{dt^2} u_т + \frac{1}{R_т C_т} \cdot \frac{d}{dt} u_т + \frac{u_т}{L_т C_т} = 0. \tag{12}$$

Рис. 4

Рис. 5

Если ввести новую шкалу времени t^*, то в момент разрыва тока будет

$$u_т = u_a = \hat{U} \cos \omega t_a; \qquad i_L = i_a = \frac{\hat{U}}{\omega L_т} \sin \omega t_a. \tag{13}$$

Ток, который до сих пор протекал только через индуктивность $L_т$, должен теперь, поскольку коммутационный промежуток прерван, протекать через сопротивление и емкость трансформатора в виде свободного тока. С учетом начальных условий решение уравнения (12) имеет вид

$$\frac{u_т}{U} = e^{-\frac{\omega_0 t}{\omega_0 \vartheta}} \left[\left(\frac{\omega_0}{\omega} \sin \omega t_a - \frac{1}{\omega_0 \vartheta} \cos \omega t_a \right) \sin \omega t^* + \cos \omega t_a \cos \omega t^* \right], \tag{14}$$

где $\vartheta = R_т C_т / 2$ и $\omega_0^2 = 1/(L_т C_т)$. С учетом уравнения (13) уравнение (14) принимает вид

$$\frac{u_т}{\hat{U}} = e^{-\frac{\omega_0 t}{\omega_0 \vartheta}} \left(\frac{1}{\hat{U}} i_a \sqrt{\frac{L_т}{C_т} - \frac{u_a}{2\omega_0 \vartheta}} \sin \omega t^* + \frac{u_a}{\hat{U}} \cos \omega t^* \right). \tag{15}$$

Таким образом, в результате разрыва тока на трансформаторе образуется перенапряжение $\ddot{u}$, представленное на рис. 6 для $\omega_0/\omega=10$, $\omega_0\vartheta=10$ и различных разрывных токов ($\omega t=\pi/4$; $i_A=\hat{i}/\sqrt{2}$; $\omega t=\pi/2$; $i_A=\hat{i}$; $\omega t=3\pi/4$); $i_A=\hat{i}/\sqrt{2}$). Для наглядности каждый переходный процесс показан на графике только первым колебанием. Конечно, к нему примыкает еще ряд колебаний, прежде чем этот переходный процесс завершится. Из графика видно, что перенапряжения будут тем больше, чем больше разрывной ток. Это становится еще более отчетливым, если выражение, стоящее перед синусной функцией в уравнении (15), преобразовать следующим образом:

$$\frac{i_a}{\hat{U}}\sqrt{\frac{L_т}{C_т}}=\frac{i_a}{i}\cdot\frac{\omega_0}{\omega}. \qquad (16)$$

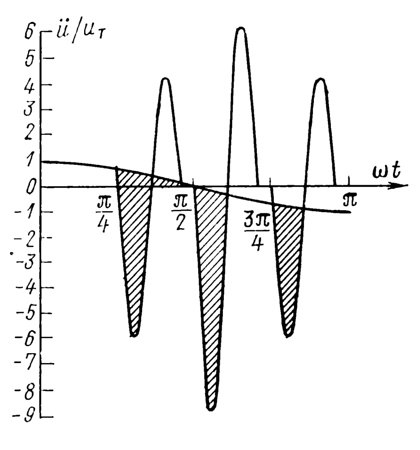


Рис. 6

Следовательно, если разрывной ток будет приблизительно такого же уровня, как максимальный ток, протекающий в цепи, то множитель ω_0/ω, имеющий определяющее значение для перенапряжения, сможет проявлять свое действие в полной мере. Так как разрывные токи выключателей большой мощности порядка от 1 до 10 А, приходится ожидать, в особенности при коммутации трансформаторов в холостом режиме, в которых только намагничивающие токи составляют несколько десятков ампер, значительных перенапряжений. Эти перенапряжения могут возрастать до значений, многократно превышающих максимальное напряжение сети. Поэтому, для того чтобы избежать применения излишне высокого уровня изоляции, в настоящее время все части энергосистем, подверженные опасности воздействия перенапряжений, как, например, трансформаторы, реакторы и генераторы, защищаются специальными разрядниками.

В принципе любой разрыв тока в электрической цепи с преимущественно индуктивным током приводит к перенапряжению. Однако в случае короткого замыкания в цепи протекает максимальный ток от 1 до 50 кА, который во много крат выше разрывного тока.

Следовательно, при этом перенапряжение не может оказывать почти никакого действия.

Физическая причина перенапряжения обусловлена тем, что в момент разрыва тока в индуктивности накоплена энергия

$$A_L = {}^1/_2 L i_a^2. \qquad (17)$$

Однако вызываемые неустойчивостью перенапряжения оказывают воздействие не только на установку в целом, но и на разрывной промежуток, причем к выключателю прикладывается разность перенапряжения сети, как это показывают заштрихованные участки на рис. 6. Все современные выключатели работают с создаваемым искусственно потоком дугогасящего

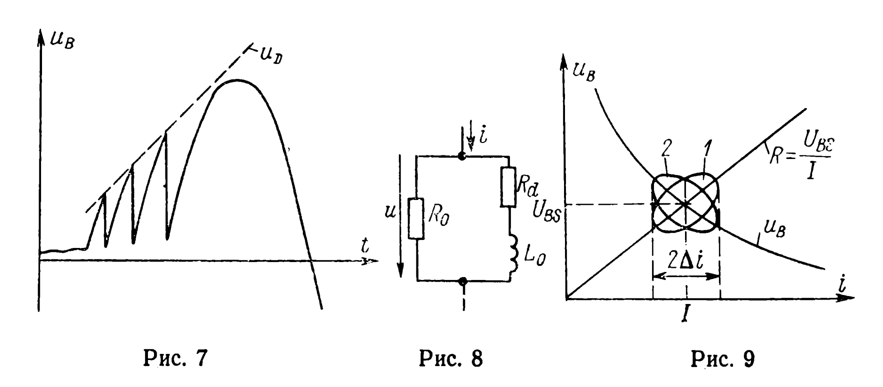


Рис. 7 Рис. 8 Рис. 9

средства, будь то впрыскивание масла или поток газа. Это означает, что даже при малых расстояниях между контактами возможно интенсивное охлаждение электрической дуги. При отключении малых токов дуга становится неустойчивой уже при малых расстояниях между контактами и создает перенапряжения. Однако ввиду малого расстояния между контактами электрическая прочность разрывного промежутка еще очень невелика, так что происходят повторные зажигания с последующими повторными разрывами дуги, как это показывает рис. 7, на котором схематично изображена кривая напряжения дуги. Этот процесс непрерывно продолжается до тех пор, пока электрическая прочность u_D межконтактного промежутка не станет достаточно большой, и произойдет окончательное погасание дуги.

Выключатели без искусственного потока дугогасящего средства имеют при коммутации малых индуктивных токов достаточную интенсивность гашения дуги лишь при относительно больших расстояниях между контактами. Если при этом дуга становится неустойчивой, то перенапряжения могут ввиду уже имеющейся электрической прочности проявлять свое действие в полной мере. Поэтому такие выключатели, как правило, соз-

дают более высокие перенапряжения, чем выключатели с искусственно создаваемым дугогасящим эффектом.

Рассмотрим теперь несколько более подробно поведение дуги при малых отклонениях от квазиустойчивой характеристики. В главе 25 для этого случая выведено дифференциальное уравнение (21) дуги в динамическом режиме. Оно имеет вид

$$\frac{d}{dt}(\Delta u - R_{BS}\Delta i) + \frac{1}{\tau}\left(\Delta u - \frac{dU_{BS}}{dI}\Delta i\right) = 0. \tag{18}$$

При этом Δ_u и Δ_i — отклонения от установившихся значений u_{BS} и I. Можно показать, что изображенная на рис. 8 электрическая цепь также может описываться уравнением (18). Дифференциальное уравнение этой цепи имеет вид

$$\frac{d}{dt}(u - R_0 i) + \frac{R_0 + R_d}{L}\left(u - \frac{R_0 R_d}{R_0 + R_d} i\right) = 0. \tag{19}$$

Если сравнить между собой коэффициенты отдельных членов уравнений (18) и (19), то для элементов эквивалентной электрической цепи получаются следующие выражения:

$$R_0 = R_{BS}; \tag{20}$$

$$R_d = \frac{R_{BS} dU_{BS}/dI}{R_{BS} - dU_{BS}/dI}; \tag{21}$$

$$L_0 = \frac{R_{BS}^2 \tau}{R_{BS} - dU_{BS}/dI}. \tag{22}$$

Следовательно, при малых отклонениях от установившегося состояния дугу можно представить в виде сопротивлений и индуктивностей. Величины R_0, R_d и L_0 имеют, конечно, для каждой точки характеристики различные значения. В частности, если дуга соответствует еще нисходящей части характеристики, то отношение dU_{BS}/dI является отрицательным и R_d представляет собой отрицательное сопротивление. Когда характеристика имеет форму простой гиперболы, $U_{BS} = P_0/I$, параметры эквивалентной схемы имеют следующие выражения:

$$R_0 = \frac{P_0}{I^2}; \tag{23}$$

$$R_d = -\frac{1}{2} \cdot \frac{P_0}{I^2}; \tag{24}$$

$$L_0 = \frac{\tau}{2} \cdot \frac{P_0}{I^2}. \tag{25}$$

Для эквивалентной схемы на рис. 8 сопротивление дуги небольшому налагающемуся переменному току можно рассчитать по формуле

$$Z_B = R_{BS} \sqrt{\frac{(1/R_{BS})\, dU_{BS}/dI + (\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2}}. \tag{26}$$

Из этой формулы получаются оба экстремальных значения сопротивления дуги: при очень малых частотах переменного тока

$$\omega\tau \ll 1; \qquad Z_B = \frac{dU_{BS}}{dI} \tag{27}$$

и при очень больших частотах

$$\omega\tau \gg 1; \qquad Z_B = R_{BS}. \tag{28}$$

Следовательно, в первом случае дуга не отклоняется от характеристики, и медленному небольшому изменению тока Δi соответствует изменение напряжения

$$\Delta u = \frac{dU_{BS}}{dI}\, \Delta i. \tag{29}$$

Таким образом, на нисходящей части характеристики положительному изменению тока соответствует отрицательное изменение напряжения. В противоположность этому при очень быстрых изменениях тока дуга ведет себя как активное сопротивление, и ее характеристика выражается прямой сопротивления на рис. 9.

Если частота налагающегося тока находится между экстремальными значениями, то дуга изменяется по эллиптическим траекториям, изображенным на рис. 9. При этом эллипс *1* соответствует дуге с большей постоянной времени, чем в случае эллипса *2*. Сдвиг фазы между током и напряжением дуги можно рассчитать по рис. 8. При подстановке значений характеристики для R_0, R_d и L_0 в соответствии с уравнениями (20)—(22) этот сдвиг выражается формулой

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega\tau \left(\dfrac{R_{BS}}{dU_{BS}/dI} - 1 \right)}{1 + (\omega\tau)^2 \dfrac{R_{BS}}{dU_{BS}/dI}}. \tag{30}$$

Здесь также видно, что при очень малых частотах сдвиг по фазе становится равным нулю, а дуга соответствует активному сопротивлению. Для очень малых частот уравнение (30) также дает нулевое значение. Однако в соответствии с рис. 10 следует учитывать, что $\operatorname{tg} \varphi$ приближается к нулю в одном случае с отрицательной, а в другом случае с положительной стороны. Это

означает, что оба экстремальных положения соответствуют углу сдвига фазы, равному в первом случае 0, а во втором случае 180°.

Если на дугу, горящую в устойчивом или квазиустойчивом режиме, наложить небольшой переменный ток, то эллипс по рис. 9 можно воспроизвести с помощью осциллографа, изображая Δu и Δi (рис. 11) в виде фигуры Лиссажу. С учетом указанных на рис. 11 величин синус фазового угла будет

$$\sin\varphi = \frac{a}{A} = \frac{b}{B}. \tag{31}$$

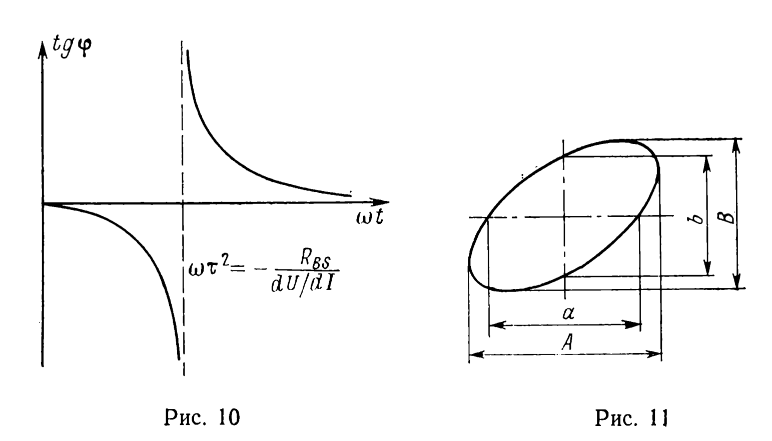


Рис. 10 Рис. 11

Если, кроме того, известна и характеристика дуги, так что даны значения R_{BS} и du_{BS}/dI, то с помощью этого метода можно определять также и постоянную времени дуги.

Таким образом, анализ устойчивости в цепях с электрической дугой можно осуществлять двумя различными способами. В одном случае для дуги можно применять дифференциальное уравнение (18), а для остальной электрической цепи выводить дифференциальные уравнения по общим законам электротехники или же, в другом случае, представить дугу в виде эквивалентной схемы по рис. 8, а цепь в целом рассматривать как некоторую структуру, состоящую из емкостей, индуктивностей и сопротивлений. Оба пути могут приводить в разных случаях к наглядному представлению проблем. Анализ устойчивости в более крупных электрических цепях требует, как правило, обширных расчетов. С каждым новым встречающимся в цепи накопителем энергии порядок уравнения (2) возрастает на единицу. Накопителями энергии считаются емкости, индуктивности, а также электрическая дуга.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

КНИГИ

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

Heaviside O. Electromagnetic theory, 1—3. London: The Electrician Printing & Publishing Co., 1899; 3nd Ed. New York: Dover Publications, 1950.

Wagner K. W. Elektromagnetische Ausgleichsvorgänge in Freileitungen und Kabeln. Leipzig, Berlin: Teubner, 1908.

Rüdenberg R. Elektrische Schaltvorgänge. Berlin. Göttingen, Heidelberg: Springer, 1923; 4. Aufl., 1953.

Roth A. Hochspannungstechnik. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1927; 5. Aufl., Wien, 1965.

Jahnke E. Emde F., Lösch F. Tafeln höherer Funktionen. Leipzig: B. G. Teubner, 1928: 7. Aufl., Stuttgart, 1966.

Küpfmüller K. Einführung in die theoretische Elektrotechnik. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1932; 10. Aufl., 1973.

Bewley L. V. Traveling waves on transmission systems. New York: Wiley & Sons, 1933: 2nd Ed., 1951.

Fallou J. Les réseaux de transmission d'énergie. Paris: Gauthier-Villars & Cie., 1935.

Fischer J. Einführung in die klassische Elektrodynamik. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1936.

Wagner K. W. Operatorenrechnung und Laplacesche Transformation. Leipzig: J. A. Barth, 1940; 3. Aufl., 1962.

Clarke E. Circuit analysis of A—C power systems. Vol. I. New York: Wiley & Sons, 1943; Vol. II, 1950.

Wellauer M. Einführung in die Hochspannungstechnik. Basel: Birkhäuser, 1954.

Baatz H. Überspannungen in Energieversorgungsnetzen. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1956.

Simony K. Theoretische Elektrotechnik. Berlin: Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1956; 4. Aufl., 1971.

Moon P., Spencer D. E. Field Theory for engnieers. Princeton (New Jersey), Toronto. New York, London: D. Van Norstrand Comp., 1961.

Moon P., Spencer D. E. Field theory handbook. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1961.

Prinz H. Hochspannungsfelder. München, Wien: Oldenbourg, 1969.

Philippow E. (Herausg.). Taschenbuch Elektrotechnik. Band 1. Grundlagen. 1963; 3. Aufl., 1972. Band 2. Starkstromtechnik, 1963; 3. Aufl. Berlin: VEB Verlag Technik.

Сиротинский Л. И. Техника высоких напряжений. Часть I. Наружные перенапряжения — блуждающие волны. Часть II. Внутренние перенапряжения. М.— Л.: Госэнергоиздат, 1951—1953.

Greenwood A. Electrical Transients in Power Systems. New York: Wiley & Sons Interscience, 1971.

Slamecka E., Waterschek W. Schaltvorgänge in Hoch- und Niederspannungsnetzen. Berlin — München: Siemens AG, 1972.

Gradshteyn I. S., Ryzhik I. M. Table of Integrals, Series and Products. 4th Ed. New York and London: Academic Press, 1965.

Normen für Größen und Einheiten in Naturwissenschaft und Technik. AEF-Taschenbuch, DIN Taschenbuch 22. 3. Aufl. Berlin, Köln, Frankfurt (Main): Beuth-Vertrieb, 1972.

К РАЗДЕЛУ ПЕРВОМУ

Wagner G. F., Evans R. D. Symmetrical components, as applied to the analysis of unbalanced electrical circuits. New York: McGraw-Hill, 1933.

Hammarlund P. Transient recovery voltage subsequent to short-circuit interruption with special reference to swedish power-systems. Handlingar Proceedings Nr. 189, Stockholm, 1946.

Kriechbaum K. Netzanalysator zur Messung der Einschwingspannung. Dissertation TH Darmstadt, 1956.

Hochrainer A. Symmetrische Komponenten in Drehstromsystemen. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1957.

Funk G. Kurzschluß im Drehstromnetz. München: Oldenbourg, 1962.

Edelmann H. Berechnung elektrischer Verbundnetze. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1963.

Schüssler H. W. Netzwerke und Systeme. Mannheim: Hochschultaschenbücher Verlag, Bibliogr. Inst., 1971.

К РАЗДЕЛАМ ВТОРОМУ И ТРЕТЬЕМУ

Bödefeld Th., Sequenz H. Elektrische Maschinen. Wien: Springer, 1941; 8. Aufl., 1971.

Richter R. Kurzes Lehrbuch der elektrischen Maschinen. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1949.

Kron G. Equivalent circuits of electric machinery. New York: Wiley & Sons, 1951.

Laible Th. Die Theorie der Synchronmaschine im nichtstationären Betrieb. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1952.

Lyon W. V. Transient analysis of alternating current machinery. New York: Wiley & Sons, 1954.

Веников В. А. Переходные процессы в электрических системах (элементы теории и расчета). М.— Л.: Госэнергоиздат, 1953.

Schuisky W. Induktionsmaschinen. Wien: Springer, 1957.

Kovács K. P., Racz I. Transiente Vorgänge in Wechselstrommaschinen: Budapest: Verlag der Ungarischen Akad. d. Wissensch., 1959.

Fano R. N., Chu L. J., Adler R. B. Electromagnetic fields, energy and forces. New York: Wiley & Sons, 1960.

Fitzgerald A. E., Kinsley Ch. Jr. Electric machinery. Second Edit. New York: McGraw-Hill, 1961.

Kovács K. P. Symmetrische Komponenten in Wechselstrommaschinen. Basel: Birkhäuser, 1962.

Bonfert R. Betriebsverhalten der Synchronmaschine. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1962.

Казовский Е. Я. Переходные процессы в электрических машинах переменного тока. М.— Л.: Издательство Академии Наук СССР, 1962.

Thaler G. J., Wilcox M. L. Electric machines. New York: Wiley & Sons, 1966.

Adkins B. The general theory of electrical machines. New York: Wiley & Sons, 1966.

Müller G. Elektrische Maschinen. Berlin: VEB Verlag Technik, 1967.

Nedelcu V. N. Transiente Vorgänge von Wechselstrommaschinen. Bukarest: Technischer Verlag, 1968.

VDE 0102 Leitsätze für die Berechnung der Kurzschlußströme, Berlin: VDE-Verlag.

К РАЗДЕЛУ ЧЕТВЕРТОМУ

Ollendorff F. Erdströme. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1928; 2. Aufl. Basel: Birkhäuser, 1969.

Willheim R. Das Erdschlußproblem in Hochspannungsnetzen. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1936.

Willheim R., Waters M. Neutral grounding in high-voltage transmission. New York: Elsevier Publishing, 1956.

Koch W. Erdung in Wechselstromanlagen über 1 kV. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1955; 3. Aufl., 1961.

Feist K.-H. Die Erderspannung geerdeter stromdurchflossener Leiter bei Wechselstrom niedriger Frequenz und ihr elektrisches Strömungsfeld im Erdreich. Dissertation TH Hannover, 1958.

Klewe H. R. J. Interference between power systems and telecommunication lines. London: Edward Arnold (Publisher), 1958.

C. C. I. T. T. Directives concerning the protection of telecommunication lines against effects from electricity lines, published by: The International Telecommunication Union. Geneva, 1963.

British Standard CP 1013: Earthing. British Standarts Institution. London, 1965.

VDE 0141: Bestimmungen für Erdungen in Wechselstromanlagen für Nennspannungen über 1 kV. Berlin: VDE-Verlag.

VDE 0228: Bestimmungen für Maßnahmen bei Beeinflussung von Fernmeldeanlagen durch Starkstromanlagen. Berlin: VDE-Verlag.

К РАЗДЕЛАМ ПЯТОМУ И ШЕСТОМУ

Wilson A. H. Semi-conductors and Metals. London: Cambridge University Press 1939.

Seitz F. The Modern Theory of Solids. New York: McGraw-Hill, 1940.

Боголюбов Н. Н., Крылов Н. М. Введение в нелинейную механику. Киев, 1937 г. (содержит библиографию русских работ).

Committee on Electrical-Heating, Resistance, and Furnace Alloys: Bibliography and Abstracts on Electrical Contakts. Philadelphia: American Society for Testing Materials, 1944; 2nd Edit., 1952.

Minorsky N. Introduction to Non-linear Mechanics. Ann Arbor, Mich.: Edwards, 1947 (содержит библиографию математических работ).

Андронов А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М.— Л.: ОНТИ, 1937.

Baxter H. W. Electric Fuses. London: Arnold, 1950.

Hayashi Ch. Forced oscillation in non-linear systems. Osaka: Nippon Printing and Publishing Company, 1953.

Kauderer. Nichtlineare Mechanik. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1958.

Hayashi Ch. Nonlinear oscillations in physical systems. New York: San Francisco, Toronto, London, 1964.

Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Изд. 4-е. М.: Наука, 1974.

AEG-Telefunken: Halbleitertechnik, 1970.

Philippow E. Nichtlineare Elektrotechnik. 2. Aufl. Leipzig: Geest & Portig, 1971.

Benda H. J. Einführung in die Grundlagen der Halbleitertechnik. 3. Aufl. Siemens AG, 1971.

К РАЗДЕЛУ СЕДЬМОМУ

Ayrton H. Electric Arc. London: The Electrician Printing and Publishing Co., 1902.

Finkelnburg W., Maecker H. Elektrische Bögen und thermische Plasmen. Handbuch der Physik, Bd. 22. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer, 1956.

Cobine J. D. Gaseous Conductors. New York: Dover Publication, 1958.

Rziha E. V., Genthe R. Starkstromtechnik II. Taschenbuch für Elektrotechniker. Berlin: Ernst u. Sohn, 1960.

Schulze H. Technik der Wechselstrom-Hochspannungsschalter. Berlin: VEB Verlag Technik, 1961.

Slamecka E. Prüfung von Hochspannungs-Leistungsschaltern, 1. Aufl., Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1966.

Holm R. Electric Contacts. 4. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1967.

Rieder W. Plasma und Lichtbogen. 1. Aufl. Braunschweig: Vieweg, 1967.

Kesselring F. Theoretische Grundlagen zur Berechnung der Schaltgeräte. Sammlung Göschen. Berlin: de Gruyter, 1968.

Mierdel G. Elektrophysik. Berlin: VEB Verlag Technik, 1970.

ЖУРНАЛЬНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ

К главе первой

Ollendorff F. Stoβstrom von Synchronmaschinen mit massivem Läufer.— Arch. Elektrotechn., 24, 1930, S. 715—730.

Massar E. Ausgleichsvorgänge bei Mehrphasen-Induktionsmaschinen und ihre Drehmomente. Arch. Elektrotechn., 36, 1942, S. 265—292.

Schuisky W. Übergangsvorgänge bei Induktionsmaschinen.— Arch. Elektrotechn., 42, 1955/56, S. 55—70.

Tegopoulos J. A. Determination of the magnetic field in the end zone of turbine generators.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 82, 1963, p. 562—571.

Pfaff G. Beitrag zur Berechnung transienter Vorgänge in Asynchronmaschinen bei unsymmetrischen Betriebsverhältnissen.— ETZ-A, 89, 1968, 160—164.

К главе второй

Fortescue C. L. Method of symmetrical coordinates applied to the solution of polyphase networks.— AIEE Trans., 37, 1918, p. 1027—1040.

Park R. H. Two-reaction theory of synchronous machines.— AIEE Trans., 48, 1929, p. 716—727.

Laible Th. Moderne Methoden zur Behandlung nichtstationärer Vorgänge in elektrischen Maschinen.— Bull. SEV, 41, 1950, S. 525—535.

Gross E., Rabins L. Transient Analysis of Three-phase Power Systems.— J. of the Franklin Inst., 251, 1951, p. 521—537.

Edelmann H. Normierte Komponentensysteme zur Behandlung von Unsymmetrieaufgaben in Drehstrom- und Zweiphasennetzen (mit besonderer Berücksichtigung der Erfordernisse des Netzmodells).— Arch. Elektrotechn., 42, 1956, S. 317—331.

Edelmann H. Vorteile beim Arbeiten mit αβ0-Komponenten und deren wichtige Eigenschaften.— ETZ-A, 78, 1957, S. 600—606.

Lewis W. P. Solution of network transient using symmetrical techniques.— Proc. IEE, 113, 1966, p. 1012—1016.

Витанов А. Б. О теории и применении составляющих трехфазной системы.— Электричество, 1964, № 6, с. 77—84.

Kimbark E. W. Transient overvoltages caused by monopolar ground fault on bipolar DC line: Theory and simulation.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 89, 1970, p. 584—592.

Smith D. R. Digital simulation of simultaneous unbalances involving open and faulted conductors.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 89, 1970, p. 1826—1835.

К главе третьей

Some fundamentals on capacitance switching/Johnson I. B., Schultz A. J., Schultz N. R., Shores R. B.— AIEE Trans., 74, 1955, p. 727—736.

Baatz H., Waste W., Zaduck H. Überspannungen beim Abschalten leerlaufender Transformatoren und Leitungen.— ETZ-A, 76, 1955, S. 241—247.

Baltensperger P. Ein- und Ausschalten von Hochspannungskondensatoren mit Druckluftschaltern.— Brown-Boveri-Mitt., 43, 1956, S. 287—295.

Kindler H. Beitrag zur Untersuchung der Vorgänge beim Abschalten leerlaufender Leitungen in Hochspannungsnetzen.— ETZ-A, 78, 1957, S. 449—457.

Nasko H. Beitrag zur Untersuchung der Vorgänge beim Abschalten leerlaufender homogener Leitungen in Hochspannungsnetzen.— ETZ-A, 83, 1962, S. 39—45.

Kuhn H. D., Kummerow G. Quantitative Bestimmung der Einschwingspannungen beim neuzündungsfreien Abschalten unbelasteter Freileitungen.— ETZ-A, 84, 1963, S. 341—347.

Ciok Zb. Ströme bei nicht gleichzeitigem Einschalten von Dreiphasen-Kondensatorbatterien.— Wiss. Z. TH Ilmenau 9, 1963. S. 673—677.

Switching surges in connection with high voltage induction motors/Norbäck K., Jacobsen J. K., Thorstensson E., Pucher W.— CIGRE-Rep. 116, 1964.

Перенапряжения на реакторе и трансформаторе 500 кВ при коммутациях реактора выключателем ВВ-500/Ражкез В. С. и др.— Электричество, 11, 1970, 44—49.

К главе четвертой

Park R. H., Skeats W. F. Circuit breaker recovery voltage, magnitudes and rates of rise.— AIEE Trans., 50, 1931, p. 204 and 238.

Boehne E. W. The determination of circuit recovery rates.— AIEE Trans., 54, 1935, p. 530—539.

Hameister G. Der Anstieg der wiederkehrenden Spannung nach Kurzschlußabschaltungen im Netz.— ETZ, 1936, S. 1025—1028, 1052—1054.

Fourmarier P., Brown J. K. Die Bestimmung des Verlaufs der wiederkehrenden Spannung nach Kurzschlußabschaltungen nach einer Hochfrequenz-Resonanz-Methode.— Brown-Boveri-Mitt., 24, 1937 S. 217.

Gosland L., Vosper I. S. Network Analyzer Study of Inherent Restriking Voltage Transient on the British 132 kV Grid.— CIGRE-Rep. 120, 1952.

Dorsch H., Erche M. Die wiederkehrende Spannung beim Unterbrechen von Kurzschlüssen.— Siemens-Z., 29, 1955, S. 260—268, 356—364.

Hochrainer A. Das Vier-Parameterverfahren zur Kennzeichnung der Einschwingspannung in Netzen.— ETZ-A, 78, 1957, S. 689—693.

Eidinger A., Rieder W. Short-line fault problems.— CIGRE-Rep. 103, 1962.

Baltensperger P. Neuere Erkenntnisse auf dem Gebiet der Schaltvorgänge und der Schalterprüfung.— Brown-Boveri-Mitt., 49, 1962, S. 381—397.

Streuber M. Die Messung der Netzeinschwingspannung in Drehstromanlagen bis 1000 V.— Elektrie, 20, 1966, S. 160—163.

Baltensperger P. a. o. Transient recovery voltage in High voltage networks — Terminal faults.— CIGRE-Rep. 13—10, 1968.

Schaltversuche im Netz und im Prüffeld mit SF_6-Leistungsschalter für 220 kV/Andrä W., Buter J., Markworth E. u. a.— ETZ-A, 89, 1968, S. 349—355.

Berechnung der Wiederkehrspannungen an den Schalterkontakten in vermaschten Verbundnetzen/Dolginow A. J., Dorf G. A., Lewina L. S. u. a.— Archiv für Energiewirtsch., 22, 1968, S. 620—631.

Ferguson J. S., Harner R. H. Voltage Acceleration — A basic measure of severity of oszillatory transient recovery voltage.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 87, 1968, p. 721—728.

Short-line fault on the CEGB 275 kV system/Bolton B. a. o.— Proc. IEE (London), 117, 1970, p. 771—784.

IEC Recommendation Publication 56: High-voltage alternating-current circuit-breakers. Part 2: Rating (1971); Part 3: Type test and routine test (1972).

К главе пятой

Park R. H. Two-reactions theory of synchronous machines.— AIEE Trans., 48, I. 1929, p. 716—727; II, 52, 1933, p. 338—350.

Craby S. B. Two-reaction theory of synchronous machines.— AIEE Trans., 56, 1937, p. 27—31.

Canay M. Allgemeine Theorie der Synchron- und Asynchronmaschine in der Operator-Matrix-Darstellung.— Arch. Elektrotechn., 46, 1961, S. 83—102.

Stepina J. Raumzeiger als Grundlage der Theorie der elektrischen Maschinen.— ETZ-A, 88, 1967, S. 584—588.

Nedelcu N. V. New aspects of salient-pole synchronous machine theory.— Wiss. Z. Elektrotechn., 17, 1971, S. 1—16.

К главе шестой

Park R. H., Robertson B. L. The Reactances of Synchronous Machines.— AIEE Trans., 47, 1928, p. 514—535.

Kilgore L. A. Calculation of Synchronous-Machine Constants-Reactances and Time Constants Affecting Transient Characteristics.— AIEE Trans., 50, 1931, p. 1201—1213.

Crary S. B., March L. A., Shildneck L. P. Equivalent Reactance of Synchronous Machines.— El. Engng., 53, 1934, p. 124—132.

Rankin A. W. Per-Unit-Impedances of Synchronous Machines.— AIEE Trans., 64, 1945, p. 569—573, 839—841.

Leukert W. Gesichtspunkte für die Wahl der technischen Daten von Turbogeneratoren und Blindleistungserzeugern.— Elektrizitätswirtsch., 50, 1951, S. 101—111.

Laible Th. Reaktanzen und andere Konstanten der Synchronmaschine.— Bull. Oerlikon, 300, 1953, S. 59—71.

Fork K. Ermittlung des Reaktanzoperators elektrischer Maschinen mit Gleichstrom.— ETZ-A. 85, 1964, S. 426—430.

Canay M. Ein neues Verfahren zur Bestimmung der Querachsengrößen von Synchronmaschinen.— ETZ-A, 86, 1965, S. 562—568.

Gärtner R. Die Reaktanzen der Synchronmaschine in anschaulicher Darstellung.— Bull. SEV, 58, 1967, S. 729—734.

Concordia C., Brown P. G. Effects trends in large steam turbine driven generator parameter on power system stability.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 90, 1971, p. 2211—2217.

Bapat P. Einfluß der Dämpfungszeitkonstante auf die Entregung von Synchronmaschinen.— ETZ-A, 93, 1972, S. 492—495

К главе седьмой

Rüdenberg R. Stoßkurzschlußströme von Schenkelpolgeneratoren mit Dämpferwicklung.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 48, 1930, S. 609—610.
Hanna W. M. Calculation of short-circuit current in a—c networks.— Gen. Electr. Rev., 40, 1937, p. 383.
Punga F. Zur Geschichte des Stoßkurzschlußstromes.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 56, 1938, S. 273—274, 533—535.
Goto M., Isono A., Okuda K. Transient behavior of synchronous machine with shunt-connected thyristor exciter under system faults.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 90, 1971, p. 2218—2227.
Goswami S. K. Synchronous-machine sudden 3-phase short-circuit.— Proc. IEE, 118, 1971, p. 1459—1466.
Webs A. Einfluß von Asynchronmotoren auf die Kurzschlußstromstärke in Drehstromanlagen.— VDE-Fachber., 27, 1972, S. 86—92.

К главе восьмой

Rüdenberg R. Schaltvorgänge beim Betrieb gesättigter Synchronmaschinen.— Wiss. Veröff. Siemens, 10, 1931, S. 1—23.
Tittel J. Der Einfluß der Läuferstreuung auf den Spannungsverlauf von Synchronmaschinen mit Dämpferwicklungen bei plötzlichen Laständerungen.— Wiss Veröff. Siemens, 15, 1936, S. 35—50.
Rumpel D., Ziegmann I. Transienter Spannungsfall bei Lastzuschaltung auf einem vorbelasten Synchrongenerator.— ETZ-A, 85, 1964, S. 173—176.
Tittel J. Die Erregung und die Ausgleichsvorgänge bei unsymmetrischer Belastung der Drehstromgeneratoren. Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 81, 1964, S. 403—408, 565—573.
Tittel J. Der Spannungseinbruch im Netz beim plötzlichen Ausfall großer Maschineneinheiten.— ETZ-A, 88, 1967, S. 267—274.
Lehuen C., Ruelle G., Simonnot D. Asynchronous starting of motorgenerators of pumped storage stations.— CIGRE-Rep. 11-01, 1972.

К главе девятой

Rüdenberg R. Die Spannungsregelung großer Drehstromgeneratoren nach plötzlicher Entlastung.— Wiss. Veröff. Siemens, 4, Nr. 2, 1925, S. 61—67.
Harz H. Schnell- und Stoßerregung von Synchronmaschinen über Gleichrichter in Stromtransformatorschaltung.— ETZ, 56, 1935, S. 833—837.
Gantenbein A. Ultrarapidregelung von Synchronmaschinen.— Bull. SEV, 29, 1938, S. 750.
Görk E. Gesetzmäßigkeiten bei Regelvorgängen. Wiss. Veröff. Siemens, 20, Nr. 2, 1941, S. 109—144.
Harder E. L., Cheek R. C., Clayton J. M. Regulation of a—c generators with suddenly applied loads.— AIEE Trans., 69, I, 1950, p. 395—405.
Frey W., Noser R. Recent developments in the problem of the excitation and regulation of synchronous machines.— CIGRE-Rep., 127, 1958.
Achenbach H. Regelung großer Wasserkraftgeneratoren.— ETZ-A, 81, 1960, S. 227—240.
Happoldt H. Regelung großer Turbogeneratoren.— ETZ-A, 81, 1960, S. 240—246.
Lutz K. Konstantspannungs-Synchrongeneratoren. Einteilung, Ausgleichsgeschwindigkeit, Spannungsgenauigkeit.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 78, 1961, S. 144—151.
Haamann K. P. Erregung und Regelung großer Synchronmaschinen mit Stromrichtern.— ETZ-A, 81, 1960, S. 317—323.

Hochstetter W. Dynamisches Verhalten von Synchrongeneratoren mit lastabhängigen Erregungssystemen.— ETZ-A, 86, 1965, S. 577—582.
Abolins A., Heinrichs F. Bürstenlose Erreger mit rotierenden Gleichrichtern für große Turbogeneratoren.— ETZ-A, 87, 1960, S. 1—7.
Gärtner R., Zander H. Die Bemessung der Erreger-Deckenspannung einer Synchronmaschine für Stoßblindleistung.— ETZ-A, 87, 1966, S. 551—555.
Glavitsch H. Möglichkeiten der Verbesserung der Stabilität und der Spannungsregelung von Synchronmaschinen mit Hilfe der Gleichrichtererregung.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 85, 1968, S. 58—64.
IEEE Committee report: Computer reprentation of excitation systems.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 87, 1968, p. 1460—1464.
Stiebler M., Zander H. Leistungselektronik zur Erregung großer Synchrongeneratoren.— ETZ-A, 90, 1969, S. 336—342.
Böning W. Selbsterregte Synchrongeneratoren mit Störgrößenbeaufschaltung.— Siemens-Z., 43, 1969, S. 465—469.
IEEE Committee report: Proposed excitation system definitions for synchronous machines.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 88, 1969, p. 1248—1258.
Barret P. New development and main problems of excitation systems in large synchronous machines.— CIGRE-Rep. 11-08, 1970.
Warto P. Thyristor-Erregung für Großgeneratoren.— Brown-Boveri-Mitt., 58, 1971, S. 41—48.
Abolins A., Achenbach H., Lambrecht D. Design and performance of large four-pole turbo-generators with semi-conductor excitation for nuclear power stations.— CIGRE-Rep. 11-04, 1972.

К главе десятой

Duschek A. Stromkräfte zwischen parallelen Leitern von rechteckigem Querschnitt.— Arch. Elektrotechn., 37, 1943, S. 293—301.
Roeper R. Ermittlung der thermischen Beanspruchung bei nichtstationären Kurzschlußströmen.— ETZ, 70, 1949, S. 131—135.
Lehmann W. Elektrodynamische Beanspruchung paralleler Leiter.— ETZ-A, 76, 1955, S. 481—488.
Schmitz H. Thermische Beanspruchung und Festigkeit elektrischer Leiter für Schaltanlagen.— ETZ-A, 79, 1958, S. 567—571.
Dassetto G. Spezifische thermische Festigkeit elektrischer Leiter.— Bull SEV, 50, 1959, S. 239—241.
Dynamic behavior of a 220-kV dead-end suspension bus during short circuit/Atwood A. T., Mills M. H., Downs D. J. a. o.— AIEE Trans. Power App. and Syst., 81, 1962, p. 153—169.
Wagner E. Dauer- und Kurzschlußbeanspruchungen von Bündelleitern in Hochspannungsschaltanlagen.— ÖZE, 18, 1965, S. 18—25.
Lehmann W., Sieber P. Mechanische Kurzschlußbeanspruchungen durch Leitungsseile in Schaltanlagen.— VDE-Fachber., 24, 1966, S. 149—153.
Manuzio C. An investigation of the forces on bundle conductor spacer under fault conditions.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 86, 1967, p. 166—184.
Palante G. Study any conclusions from the results of the enquiry on the thermal and dynamic effects of heavy short-circuit currents in high voltage substations.— Electra, 12, 1970, p. 51—89.
Zurbrigger R. Kurzschlußbeanspruchung von Bündelleitern in Hochspannungsanlagen.— Bull. SEV, 61, 1970, S. 261—265.
Morgan V. T. Rating of conductors for short-duration currents.— Proc. IEE, 118, 1971, p. 55—569.
Spinka A. Kurzschlußkräfte in V-förmig angeordneten Stromschienensystemen.— ETZ-A, 93, 1972, S. 509—512.

К главе одиннадцатой

Jasse E. Der Anlaβvorgang beim Gleichstrommotor.— Arch. Elektrotechn., 5, 1917, S. 285—302.

Brüderlink R. Zum Beschleunugungsanlauf von Motoren. Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 1930, S. 541—542.

Weygandt C. N., Sharp S. Electromechanical transient responses of induction motors.— AIEE Trans., 65, 1946, p. 1000—1009.

Jasse E. Die Schwungradbremsung durch Wirbelströme.— Arch. Elektrotechn., 39, 1949, S. 472—488.

Hopkin A. M. Transient response of small 2-phase induction motors.— AIEE Trans., 70, I, 1951, p. 881—886.

Petch T. H. Transients in electric mine-winders and there effects on rope stresses.— Proc. IEE, 98, II, 1951, p. 573.

Humburg K. Die Entstehung des Drehmomentes in elektrischen Maschinen.— ETZ-A, 71, 1950, S. 311—313.

Langsdorf A. S. The development of torque in slotted armatures.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 82, 1963, p. 82—88.

К главе двенадцатой

Doherty R. E., Nickle C. A. Torque angle characteristics under transient conditions.— AIEE Trans., 1927, p. 1—14.

Rüdenberg R. Synchronisierleistung und Querfelddämpfung beim Parallelbetrieb von Turbogeneratoren. Wiss. Veröff. Siemens, 12, Nr. 2. 1933, S. 1—14.

Timascheff A. V. Anfachung von Schwingungen bei Synchronmaschinen durch Labilität der Erregermaschine.— Wiss. Veröff. Siemens, 17, Nr. 3, 1938, S. 1—17.

Tittel J. Schwingungsuntersuchungen bei dieselelektrischen Schiffsantrieben.— VDE-Fachber., 11, 1939, S. 160—163.

Liwschitz M. M. Positive and negative damping in synchronous machines.— AIEE Trans., 60, 1941, p. 210—213.

Concordia Ch. Synchronous machine damping and synchronizing torques.— AIEE Trans., 70, I, 1951, p. 731—737.

Chalmers B. J. Asynchronous performance characteristics of turbogenerators.— Proc. IEE, 109, 1962, p. 151—157.

High response regulation by the third and fourth derivatives of the absolute angle/Venikov V. A. a. o.— Electric Technology USSR, 1, 1964, 118.

Canay M. Komplexe Leistungs- bzw. Drehmomentziffern zur Behandlung der Pendelungen von Synchron- und Asynchronmaschinen.— Bull. SEV, 57, 1960, S. 1220—1224.

El-Serafi A. M. Synchronisierungs- und Dämpfungskoeffizienten der Synchronmaschine und ihre Anwendung auf Stabilitätsuntersuchung.— Scienta Electrica, 16, 1970, S. 1—13.

К главе тринадцатой

Ollendorff F., Peters W. Schwingungsstabilität parallelarbeitender Synchronmaschinen. Wiss. Veröff. Siemens, 5, Nr. 1, 1926, S. 7—25.

Mandl A. Das Verhalten der Synchronmaschine bei veränderlicher Spannung. Frequenz und Belastung.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 1928, S. 671—681.

Versuche über Maschinenregelung und Parallelbetrieb in den Groβkraftwerken Hirschfelde und Böhlen/Frensdoff E., Kühn K., Mayer R. u. a.— ETZ, 1931, S. 791, 1185, 1349, 1509.

Rüdenberg R. Die synchronisierende Leistung großer Wechselstrommaschinen.— Wiss. Veröff. Siemens, 10. Nr. 3, 1931, S. 41—91.

Timascheff A. V. Parallelbetriebsversuche von Drehstrommaschinen in Großkraftwerken.— VDE-Fachber, 1931, S. 117—120.

Herlitz I. Stability limits of long transmission lines.— CIGRE-Rep. 307, 1946.

Concordia C., Temoshok M. Resynchronizing of generators.— AIEE Trans., 66, 1947, p. 1512.

Rossmaier V. Einfluß der Dämpfung auf die Stoßüberlastbarkeit von Synchronmaschinen.— ETZ, 71, 1950, S. 323—325.

Hagedorn G. Über die Eignung elektrischer Schenkelpol-Synchronmaschinen für Abgabe und Aufnahme von Blindleistung.— Elektrizitätswirtschaft, 63, 1964, S. 640—644.

Boom H. van den. Synchrophasenschieber zur Kompensation schneller Blindleistungsschwankungen. ETZ-A, 87. 1966, S. 527—532.

Kimbark E. W. Improvement of power system stability by changes in the network.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 88, 1969, p. 773—781.

К главе четырнадцатой

Rüdenberg R. Gemeinschaftsschwingungen gekuppelter Synchronkraftwerke mit asynchronen Netzen.— Wiss. Veröff. Siemens, 11, Nr. 1, 1932, S. 69—102.

Concordia C., Crary S. B., Lyons F. M. Stability characteristics of turbine generators.— AIEE Trans., 57, 1938, p. 732—741.

Frey W. Die statische Stabilität eines Netzes mit mehreren Synchronmaschinen.— Brown-Boveri-Mitt., 31, 1944, S. 166—172.

Tittel J. Neue Probleme im Parallelbetrieb von Synchronmaschinen.— Siemens-Z., 25, 1951, S. 123—132.

Bauer H. Stabilität von Drehstromverbundsystemen.— Siemens-Z., 27, 1953, S. 295—311.

Laible Th. Verhalten der Synchronmaschine bei Störungen der Stabilität.— Bull. SEV, 45, 1954, S. 660—664.

Edelmann H. Die statische Stabilität von Schenkelpolmaschinen im Verbundbetrieb.— Arch. Elektrotechn., 43, 1957, S. 289—303.

Rindt L. J., Long R. W., Byerly R. T. Transient stability studies.— AIEE Trans. Power App. and Syst., 79, 1960, p. 1673—1676.

Rumpel D. Stationäre Betrachtungen zur Stabilität von Synchronmaschinen mit Spannungs- und Winkelregelung im Verbundbetrieb.— ETZ-A, 82, 1961, S. 135—141.

Funk G. Der Einfluß von Maschinen- und Netzdaten auf die dynamische Stabilität.— AEG-Mitt., 53, 1963, S. 41—51.

Laughton M. A. Matrix analysis of dynamic stability in synchronous machine systems.— Proc. IEE, 113, 1966, p. 325—336.

Undrill I. M. Dynamic stability calculations for an arbitrary number of interconnected synchronous machines.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 87, 1968, p. 835—844.

Present trends in power system security assessment and control/Cuenod M. a. o.— CIGRE-Rep. 32-12, 1970.

El-Sarafi A. M. Das Verfahren der harmonischen Balance und seine Anwendung auf Stabilitätsprobleme der Synchronmaschine bei großen Schwingungen.— Scientia Electrica, 18, 1972, S. 117—138.

Risk of failure in power supply and planning of EHV-systems/Augé I. a. o.— CIGRE-Rep. 32—21, 1972.

Edelmann H., Kuppurajulu A. Ein erweitertes Transientstabilitätsprogramm mit Berücksichtigung der Park-Gleichungen, der Erregungs- und Kraftmaschinenregelung für das Siemens-System 4004.— Siemens-Forschungs- und Entwicklungsber., 2, 1973, S. 265—272.

К главе пятнадцатой

Friedländer E. Regulierung parallelarbeitender Maschinen in frequenzhaltenden Kraftwerken.— VDE-Fachber., 1931. S. 120—122.

Concordia C., Crary S. B., Parker E. E. Effect of prime-mover speed governor characteristics on power-system frequency variations and tie-line power swings.— AIEE Trans., 60, 1941, p. 559—567.

Rüdenberg R. The frequencies of natural power oscillations in interconnected generating and distribution systems.— AIEE Trans., 62, 1943, p. 791—803.

Obradović I. Automatic control of the time and load division among generating stations in interconnected systems.— CIGRE-Rep. 334, 1950.

Mikulaschek F. Die Ortskurven der untersynchronen Stromrichterkaskade.— AEG-Mitt., 52. 1962, S. 210—219.

Freise W. Das Betriebsverhalten von Drehstromschleifringläufermotoren mit Gleichrichtern im Läuferkreis.— Techn. Rdsch., 47, 1963, S. 25—29.

Koppelmann F., Michel M. Kontaktlose Steuerung der Drehzahl von Asynchronmotoren mit Hilfe antiparalleler Thyristoren.— AEG-Mitt., 54, 1964, S. 126—132.

Albrecht S., Gahleiter A. Bemessung des Drehstrom-Asynchronmotors in einer untersynchronen Stromrichterkaskade.— Siemens-Z., 40, 1966, Beiheft “Motoren für industrielle Anlagen”, S. 139—146.

Vennikov V. A. Turbine regulation as a mean of improving power system transients.— Electric Technology USSR, 1, 1967, 80.

К главе шестнадцатой

Petersen W. Die Begrenzug des Erdschlußstromes.— ETZ, 40, 1919, S. 5—7, 17—19.

Bauch R. Ströme und Spannungen in einem Drehstromnetz bei vollkommenem und undvolkommenem Erdschluß.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 37, 1919, S. 113—120.

Mayr O. Einphasiger Erdschluß und Doppelerdschluß in vermaschten Leitungsnetzen.— Arch. Elektrotechn., 17, 1926, S. 163—173.

Wild I. Die Ortskurven der Elektromotorischen Kräfte der Polleiter gegen Erde und der Erdschlußströme für erdschlußbehaftete Drehstrom-Hochspannungsnetze mit isoliertem Sternpunkt.— Bull. SEV, 28, 1937, S. 641—654.

Erich M., Heinze H. Löschung von Erdschlußlichtbögen in Mittelspannungsnetzen.— ETZ-A, 84, 1963, S. 158—160.

Utz H. P. Möglichkeiten der Beherrschung von Erdschlußströmen in Mittelspannungsnetzen.— Bull. SEV, 62, 1971, S. 519—523.

К главе семнадцатой

Pohlhausen K. Grundlagen der Bemessung von Starkstromerdern.— VDE-Fachber., 1927, S. 39—42.

Rüdenberg R. Fundamental considerations on ground currents.— Electr. Engng., 64, 1945, p. 1.

Wettstein M. Vorausberechnung der Masse, der Form und der Anordnung der Erdelektroden bei der Erstellung von Erdungsanlagen.— Bull. SEV, 42, 1951, S. 49—63.

Erbacher W. Probleme der Erdung von Höchstspannungsstationen unter besonderer Berücksichtigung der Messung.— ÖZE, 8, 1955, S. 1—12.

Feist K.-H. Optimale Bemessung von Erdungsanlagen.— ETZ-A, 87, 1966, S. 376—380.

Müller R. Der spezifische Erdwiderstand — eine Größe voller Variablen.— Elektrie, 20, 1966. S. 352—355.

Hauf R. Gefahren des elektrischen Stromes für Mensch und Tier.— ETZ-B, 19, 1967, S. 282—286.

Noack F., Kretschmar C. Berechnung des wirksamen Widerstandes langgestreckter Erder in vertikal geschichteten Böden.— Elektrie, 22, 1968, S. 189—192.

Dalziel Ch. F., Lee W. R. Reevaluation of lethal electric currents.— IEEE Trans. Ind. and Gen. Appl., 1968, p. 467—476.

Homberger E. Das Erden als Schutzmaßnahme in Hoch- und Niederspannungsanlagen.— Bull. SEV, 60, 1969, S. 436—441.

Bernet D. Modellmessungen zur Ermittlung des Stoßerdungswiderstands von Erdungsanlagen.— Elektrie, 23, 1969, S. 506—508.

Feist K.-H. Erfordernisse der Erdung bei Kabeln mit äußerer isolierender Schutzhülle.— Elektrizitätswirtschaft, 68, 1969, S. 361—364.

Buckel R. Berührungsspannungen kurzer Dauer in Fernmelde- und Starkstromanlagen. ETZ-B, 22, 1970, S. 229—231.

Kuhnert E. Fundamenterder.— Bull. SEV, 62, 1971, S. 847—853.

К главе восемнадцатой

Bauch R. Vorbeugender Schutz durch den Löschtransformator.— Siemens-Z., 5, 1925, S. 279—290, 336—342.

Evans R. D., Monteith A. C., Witzke R. L. Power system transients caused by switching and faults.— Electrical Engineering, 58, 1938, p. 386—396.

AIEE Committee report: Application guide for the groundig of synchronous generator systems.— AIEE Trans. Power App. and Syst., 72, 1953, p. 517—526.

Geise F. Erdkurzschluß, Einfach- und Doppelerdschluß in Mittelspannungsnetzen.— ETZ-A, 75, 1954, S. 215—220.

Berger K., Pichard R. Experimentalle und theoretische Untersuchungen der Erdschlußüberspannungen in isolierten Wechselstromnetzen sowie der Eigenschaften von Erdschlußlichtbögen.— Bull. SEV, 47, 1956, S. 485—504.

Funk G. Strom- und Spannungsbeanspruchungen von Hochspannungsnetzen je nach Art der Sternpunkterdung.— ETZ-A, 79, 1958, S. 46—52.

Erche M. Untersuchung über die Entstehung hoher Erdschlußüberspannungen in gelöschten oder mit freiem Sternpunkt betriebenen Hochspannungsnetzen.— VDE-Fachber., 20, 1958, S. 52—60.

Hosemann G. Der Doppelerdschluß in einem beliebig vermaschten Netz.— ETZ-A, 81, 1960. S. 563—566.

Engels Th., Waste W., Zaduk H. Erdschlußüberspannungen in einem 110-kV-Netz.— ETZ-A, 81, 1960, S. 592—596.

Mestermann R. Die Behandlung des Sternpunktes in städtischen Kabelnetzen.— ETZ-A, 82, 1961, S. 656—668.

Müller H. G. Ermittlung der günstigsten Sternpunkterdung in wirksam geerdeten Netzen.— Mitt. d. Inst. f. Energetik. 56, 1963, p. 339—353.

Pundt H. Untersuchung der Ausgleichvorgänge bei Erdschluß in Energieversorgungsnetzen.— Energetik, 15, 1965, S. 469—477.

Maier H. Überspannungen bei Erdschlüssen in Hochspannungsnetzen.— ETZ-A, 87, 1966, S. 64—71.

Kahnt R., Körner H. Niederohmige Sternpunktbehandlung in Mittelspannungs-Kabelnetzen.— Elektrizitätswirtschaft, 67, 1968, S. 336—342.

Kimbark E. W., Legate A. C. Fault surge versus switching surge a study of transient overvoltages caused by line-to-ground faults.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 87, 1968, p. 1762—1769.

Eckey G., Trappe W. Einführung der halbstarren Sternpunkterdung in ein Mittelspannungsnetz und Betriebserfahrungen.— Energiewirtsch. Tagesfragen, 19, 1969, S. 73—81.

Gampenrieder R., Gehring W., Weinmann T. Betriebserfahrungen mit der Sternpunkterdung im 110-kV-Netz der Bayerwerk AG.— Elektrizitätswirtsch., 66, 1970, S. 570—576.

К главе девятнадцатой

Rüdenberg R. Über den räumlichen Verlauf von Erdschlußströmen.— ETZ, 42, 1921, S. 847.

Behrend H. Das Blitzseil als Verbesserer der Masterdung von Hochspannungsfreileitungen.— ETZ, 44, 1923, S. 261—262.

Feist K.-H. Der Einfluß der Sternpunktbehandlung auf die Bemessung der Erdungsanlagen in Hochspannungsnetzen.— Elektrizitätswirtsch., 57, 1958, S. 105—112.

Ollendorff F. Der Schutzwert mastverbindender Erdleiter in Hochspannugsfreileitungen.— ETZ-A, 83, 1962, S. 573—580.

Kuhnert E., Latzel G. Die Berechnung der Stromverteilung auf Erdseil, Maste und Erdrückleitung bei einpoligen Fehlern in Hochspannungsnetzen mit Sternpunkterdung.— Elektrizitätswirtsch., 66, 1967, S. 684—690.

Spickmann H. Über die Mast-Erderspannungen von Drehstrom-Hochspannungsleitungen bei normalem Betrieb.— ETZ-A, 90, 1969, S. 261—264.

К главе двадцатой

Lienemann W. Zur Berechnung der Influenzwirkung von Starkstromleitungen.— Telegr.-u. Fernspr.-Techn., 1919, S. 173.

Nather E. Zur elektrostatischen Beeinflussung der Schwachstromleitungen durch gestörte Drehstromleitungen.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 42, 1924, S. 380—383, 590—594.

Klewe H. Über die Prüfung der Zulässigkeit von Näherungen zwischen Fernmeldefreileitungen und oberirdischen Drehstromleitungen.— ETZ, 48, 1927, S. 197—199, 238—241.

Klewe H. Electrostatic induction by power lines in parallel telephone lines and at crossings.— Proc. IEE, 98, I, 1951, p. 121—127.

Gross E. T. B., McNutt W. I. Electrostatic unbalance to ground of twin conductor lines.— AIEE Trans. Power App. and Syst., 72, 1953, p. 1288—1296.

Buckel R., Riedel H., Schrader R. Versuche zur Klärung der Beeinflussung von Fermeldeanlagen durch Drehstromleitungen.— Elektrizitätswirtsch., 53, 1954, S. 147—152.

Schmidt H. Das elektrische Feld von Hochspannungsleitungen und seine Nachbildung durch das elektrolytische Modell.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 71, 1954, S. 81—84.

Gross E. T. B., Wing Chin. Electrostatic unbalance of untransposed single circuit lines.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 87, 1968, p. 24—34.

René J. G., Comsa R. P. Computer analysis of elektrostatically induced currents on finite objects by E. H. V. transmission lines.— IEEE Trans. Power App. and Syst. 87, 1968, p. 997—1002.

К главе двадцать первой

Spenke E. Eine anschauliche Deutung der Abzweigtemperatur scheibenförmiger Heißleiter.— Arch. Elektrotechn., 30, 1936, S. 728—736.

Fischer J. Grundlagen zur Berechnung der Erwärmung von Drähten und Stäben durch Leitungsstrom oder durch Strahlung.— Z. techn. Phys., 19, 1938, S. 25—30 57—63, 105—113.

Kussi W. Elektrische Erwärmung von Drähten und Platten.— Bull. SEV, 34, 1943, S. 342.

Raesfeld A. Die Bestimmung günstiger Oberflächenformen zur Abführung elektrischer Verlustwärme.— Siemens-Z., 27, 1953, S. 375—379.

Hak J. Lösung eines Wärmequellen-Netzes mit Berücksichtigung der Kühlströme.— Arch. Elektrotechn., 42, 1956, S. 137—154.

Hak J. Temperaturverteilung in Leitern mit innerer Kühlung.— Arch. Elektrotechn., 43, 1957. S. 320—328.

Weh H. Der stationäre Temperaturverlauf bei direkter Leiterkühlung.— Arch Elektrotechn., 44, 1958, S. 32—46.

Stier F. Die stationäre, radiale Wärmeströmung in einem Hohlzylinder für beliebige Grenzbedingungen.— Arch. Elektrotechn., 44, 1959, S. 271—274.

Hak J. Zwei Ergänzungen zur Wärmequellen-Netzmethode.— Arch. Elektrotechn., 45, 1960, S. 407—417.

Kirchdorfer J. Die Berechnung der Erwärmung von elektrischen Leitern mit stückweise verschidenem Querschnitt und Material.— Arch. Elektrotechn., 46, 1961, S. 223—244.

Liebe W., Schwab A. Verfahren zur Erwärmungsberechnung auf der Grundlage erweiterter Wärmequellennetze.— Siemens-Schriftenreihe data praxis, 1971.

К главе двадцать второй

Läpple H. Die Vorgänge bei der Kurzschlußunterbrechung durch schnellabschaltende Hochspannungssicherungen.— VDE-Fachber., 1934, S. 72—76.

Wrana J. Vorgänge beim Schmälzen und Verdampfen von Drähten mit sehr hohen Stromdichten.— Arch. Elektrotechn., 33, 1939. S. 656—672.

Williams E. A., Schuck C. L. Control of the switching surge voltages produced by the current-limiting power fuse.— AIEE Trans., 60, 1941, p. 214—217.

Boehne E. W., Schuck C. L. Performance criteria for current-limiting power fuses.— AIEE Trans., 65, 1946, p. 1028—1045.

Feindt H. Betriebserfahrungen und Versuche mit Niederspannungs-Hochleistungssicherungen bei zeitweiser Überlastung.— ETZ-A, 73, 1952, S. 10—14.

Müller O. Anforderungen an NH-Sicherungen und ihre Wirkungsweise.— ETZ-A, 74, 1953, S. 174—177.

Johann H. Die Lenkung des Schaltvorganges in Hochspannungssicherungen mit körnigem Löschmittel.— ETZ-A, 75, 1954, S. 731.

Meister H. Das Verhalten von Schmelzsicherungen bei Stoßströmen.— Techn. Mitt. PTT 32, 1954, S. 289—296.

Rauch W. Kurzschlußstrom-Begrenzug bei der Gleichstromabschaltung durch Schmelzeinsätze.— Siemens-Z., 1958, S. 674—678.

Stahn A. Die Auswahl überflinker Sicherungen zum Schutz von Thyristoren.— Elektrie, 22, 1968, S. 108—110.

К главе двадцать третьей

Peek F. W. Voltage and current harmonics caused by corona.— J. Amer. Inst. electr. Engrs., 1921, p. 455—461.

Friedländer E. Die Verzerrung der Netzspannugskurve durch die Transformatoren.— Wiss. Veröff. Siemens, 7, Nr. 2, 1929, S. 1—30; VDE-Fachber., 1928, S. 40—43.

Buch R., Hueter H. Über Transformatoren mit annähernd sinusförmigem Magnetisierungsstrom.— ETZ, 56, 1935, S. 933—936.

Jungmichl H. Oberwellen, Welligkeit und Störungen bei Stromrichtern.— ETZ, 58, 1937 S. 417—420

Bricout P. Théorie des inductances ferromagnétiques, production et emploi des harmoniques.— Rev. gén. Électr., 55, 1946, p. 61.
Klewe H. R. J. Production, flow. and effects of harmonics in a—c transmission networks.— CIGRE-Rep., 317, 1948.
Whitehead S., Radley W. G. Generation and flow of harmonics in transmission systems.— Proc. IEE (London), 96, II, 1949, p. 29—48.
Friedländer E. Interactions between harmonics, transformer saturation, and the operation of rectifiers and inverters.— CIGRE-Rep. 302, 1950.
Gerecke E. Some considerations on the voltage distortions caused in three-phase networks by higer harmonics.— CIGRE-Rep. 320, 1950.
Warder S. B., Friedländer E., Arman A. N. The influence of rectifier harmonics in a railway system on the dielectric stability of 33 kV cables.— Proc. IEE (London), 98, II, 1951, p. 399—421.
Oscarson G. L., Benson I. C. Telephone influence factor in synchronous machines. AIEE Trans., 70, I. 1951, p. 743—748.
Gerecke E. Origin and propagation in high-current systems of high frequency oscillations produced by gridcontrolled ionic converters.— CIGRE-Rep. 314, 1952.
Bader W. Nichlineare Systeme und ihre mathematische Behandlung.— Nachrichtentechn. Fachber., 21, 1960, S. 1—11.
Böning W. Der eingeschwungene Wechselstrom in Wicklungen mit gekrümmter magnetischer Kennlinie und beliebigen ohmschen Verlusten.— Arch. Elektrotechn., 47, 1962, S. 123—132.
Гузь А. Г. Об условиях возникновения в нелинейной цепи резонанса напряжений на всех гармониках.— Электричество, 1962, № 10, с. 55—57.
Meissen W., Runge H.. Schönung F. Anforderungen der Elektronik in der Energietechnik an die Netzwechselspannung.— ETZ-A, 90, 1969, S. 343—347.
Beeinflussung der Netze durch Geräte mit Phasen-Anschnittsteuerung/ Bretschneider G., Nevries K.-B., Waldmann E. u. a.— Elektrizitätswirtsch., 69, 1970, S. 228—236.
Mühlethaler H. Rückwirkungen der Geräte mit Phasenanschnittsteuerung auf die Verteilnetze der Elektrizitätswerke.— Bull. SEV, 61, 1970, S. 1035—1039.

К главе двадцать четвертой

Rüdenberg R. Einige unharmonische Schwingungsformen mit großer Amplitude.— Z. angew. Math. Mech., 3, 1923, S. 454—467.
Winter-Günther H. Über die selbsterregten Schwingungen in Kreisen mit Eisenkernspulen.— Z. Hochfrequenz, 34, 1929, S. 41.
Goodhue W. M. Subharmonic frequencies produced in nonlinear systems.— J. Franklin Inst., 217, 1934, p. 87.
Abetz E. Über das Wesen der stabilen Gleichgewichtszustände bei Reihenschaltung von Eisendrossel und Kondensator.— ETZ, 58, 1937, S. 1160—1162.
Travis I., Weygardt C. N. Subharmonics in circuits containing iron-cored reactors.— AIEE Trans., 57, 1938, p. 423—430.
Hähnle W. Eigenschwingungen bei Schaltungen mit wechselstromgespeisten gesättigten Eisendrosseln.— ETZ, 61, 1940, S. 845—847.
Kármán Th. von. The engineer grapples with nonlinear problems.— Bull. Amer. math. Soc., 1940, p. 615 (содержит библиографию классических работ).
Keller E G. Analytical methods of solving discrete nonlinear problems in elektrical engineering.— AIEE Trans., 60, 1941, p. 1194—1200.
Angello S. J. The effect of initial conditions on subharmonic currents in nonlinear circuits.— AIEE Trans., 61, 1942, p. 625—627.
Rüdenberg R. Non-harmonic oscillations as caused by magnetic saturation.— AIEE Trans., 68, 1949, p. 676—685.
Braunbeck W., Sauter E. Schwebungen schwach gekoppelter nichtlinearer Systeme.— Z. Phys., 160, 1960, S. 233—246.

Gola K. Untersuchungen über die Duffing'sche Differentialgleichung in der Elektronik.— Wiss. Z. TH Ilmenau, 9, 1963, S. 515—522.
Peitzsch K.. Gola K. Untersuchung der subharmonischen Reaktion eines nichtlinearen Reihenschwingkreises mit linearer Belastung.— Wiss. Z. TH Ilmenau, 11, 1965, S. 1—13.
Heller B. Die Entladung eines Kondensators über eine nicht lineare Induktivität.— Acta Technica CSAV, 4, 1971, S. 483—499.
Gutberlet H. Die zweite harmonische Näherung zur Untersuchung von Relais-Systemen.— Arch. Elektrotechn., 54, 1971, S. 156—163.
Heller B., Vojtášek St. Die Kontraktion der Trajektorien autonomer Systeme in der Phasenebene.— Acta Technica CSAV, 5, 1972, S. 288—294.
Heller B., Veverka A. Zur Problematik der Unterharmonischen und Oberharmonischen in nichtlinearen Differentialgleichungen zweiter Ordnung.— Acta Technica CSAV, 5, 1972, S. 471—485.

К главе двадцать пятой

Simon H. T. Über die Dynamik der Lichtbogenvorgänge und über Lichtbogenhysteresis.— Phys. Z., 10, 1905, S. 297—319.
Engel A. V. Elektrische und gasanalytische Untersuchungen von Lichtbögen in Öl.— Wiss. Veröff. Siemens, 9, Nr. 1, 1930, S. 7—41.
Engel A. V., Steenbeck M. Über die Temperatur in der Gassäule eines Lichtbogens.— Wiss. Veröff. Siemens, 10, Nr. 2, 1931, S. 155—171.
Slepian J. The Electric Arc• in Circuit Interrupters.— J. Franklin Inst., 214, 1932, p. 413—442.
Holm R., Kirschstein B., Koppelmann F. Überblick über die Physik des Starkstromlichtbogens mit besonderer Berücksichtigung der Löschung in Hochleistungswechselstromschaltern.— Wiss. Veröff. Siemens, 13, Nr. 2, 1934, S. 63—86.
Kesselring F. Untersuchungen an elektrischen Lichtbögen.— ETZ, 55, 1934, S. 92—94. 116—118, 165—168.
Kirschstein B., Koppelmann F. Photographische Aufnahmen elektrischer Lichtbögen groβer Stromstärke.— Wiss Veröff. Siemens, 13, Nr. 3, 1934, S. 52—62.
Kirschstein B., Koppelmann F. Der elektrische Lichtbogen in schnell strömendem Gas.— Wiss. Veröff. Siemens, 16, Nr. 1, 1937, S. 51—71; Nr. 3, S. 26—55.
Suits C. G. Measurement of Some Arc Characteristics at 1000 Atmosphere Pressure.— J. Appl. Phys., 10, 1939, p. 203—206.
Suits C. G. The Temperature of High Pressure Arcs.— J. Appl. Phys., 10, 1939, p. 728—729.
Foitzig R. Untersuchungen am stabilisierten elektrischen Lichtbogen in Stickstoff und Kohlensäure bei Drücken von 1—40 at.— Wiss. Veröff. Siemens, 19, Nr. 1, 1940, S. 28—58.
Mayr O. Beiträge zur Theorie des statischen und dynamischen Lichtbogens.— Arch. Elektrotechn., 37, 1943, S. 588—608.
Strom A. P. Long 60-cycle Arcs in Air.— AIEE Trans., 65, 1946, p. 113—117.
Burhorn F., Maecker H., Peters Th. Temperaturmessungen am wasserstabilisierten Hochleistungsbogen.— Z. Phys., 131, 1951, S. 28—40.
Bauer A. Zur Theorie des Kathodenfalls in Lichtbögen.— Z. Phys., 138, 1954, S. 35—55.
Guillery P. Über Temperatur und Stromdichte an der Kathode von Hochstromkohlebögen.— Z. Naturforsch., 10a, 1955, S. 248—249.
Busz-Peukert G., Finkelnburg W. Zum Anodenmechanismus des thermischen Argonbogens.— Z. Phys., 144, 1956, S. 344—351.

Wienecke R. Über eine experimentelle und theoretische Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit des Plasmas eines Hochstromkohlebogens.— Z. Phys., 146, 1956, S. 39—58.

Yoon K. H., Spindle H. E. A Study of the Dynamic Response of Arcs in Various Gases.— AIEE Trans., 77, 1958, p. 1634—1642.

Maecker H. Über die Charakteristik zylindrischer Bögen.— Z. Phys., 157, 1959, S. 1—29.

Burhorn F., Wienecke R. Plasmazusammensetzung, Plasmadichte, Enthalpie und spezifische Wärme von Stickstoff, Stickstoffmonoxyd und Luft bei 1, 3, 10 und 30 atm im Temperaturbereich zwischen 1000 und 30000 K.— Z. phys. Chem., 215, 1960, S. 263—284.

Burhorn F., Wienecke R. Plasmazusammensetzung, Plasmadichte, Enthalpie und spezifische Wärme von Sauerstoff bei 1, 3, 10 und 30 atm im Temperaturbereich zwischen 1000 und 30000° K.— Z. phys. Chem., 215, 1960, S. 37—43.

Burhorn F., Wienecke R. Plasmazusammensetzung, Plasmadichte, Enthalpie und spezifische Wärme von Wasserstoff und Wasser bei 1, 3, 10 und 30 atm im Temperaturbereich zwischen 1000 und 30000 K.— Z. phys Chem., 215, 1960, S. 285—292.

Bergold K. Dynamisches Verhalten des elektrischen Niederstrombogens.— ETZ-A, 82, 1962, S. 161—167.

Rizk F. Arc Response to Small Unit Step Current Pulse.— Elteknik, 7, 1964, p. 15—18.

Pflanz H. M. J. Steady State and Transient Properties of Electric Arcs.— Dissertation TC Eindhoven, 1967.

Hertz W. Experimentelle Untersuchungen über den zeitlichen Temperatur- und Leitwertverlauf in abklingenden Plasmasäulen.— Dissertation TH München, 1970.

К главе двадцать шестой

Rüdenberg R. Das Ausschalten von Gleichstrom und Wechselstrom bei induktiven Starkstromkreisen— Wiss. Veröff. Siemens. 2, 1922, S. 220—251 Bull. SEV, 1922, S. 248—263.

Trittle F. Air-break megnetic blow-outs.— J. Amer. Inst. electr. Engrs., 1922, p. 257—265.

Engel A. V. Über die Länge und Dauer des Lichtbogens in Luft beim Ausschalten von Gleichstrom.— Wiss. Veröff. Siemens, 7, Nr. 2, 1929, S. 50—66.

Boehne E. W., Jang M. J. Performance critera of d-c interrupters.— AIEE Trans., 66. 1947, p. 1172—1180.

Feldbauer B. The design of contactors with regard to their industrial application.— J. IEE (London) 95, II (1948), p. 439—451.

Wegesin H. Berechnung von Ausschaltvorgängen in Gleichstromkreisen.— Calor Emag Mitt., April 1956.

Eidinger A., Rieder W. Das Verhalten des Bogens im transversalen Magnetfeld.— Arch. Elektrotechn., 43, 1957, S. 94—114.

Angelopoulos M. Über magnetisch schnell fortbewegte Gleichstromlichtbögen.— ETZ-A, 79, 1958, S. 572—576.

Wegesin H. Über die Schnellausschaltung von Gleichstrom mit Hilfe neuartiger Lichtbogenlöscheinrichtungen.— ETZ-A, 79, 1958, S. 808—813.

Wegmann F. Untersuchungen an Lichtbögen in neuartigen Löschkammern für Gleichstromschnellschalter.— ETZ-A, 80, 1959, S. 112—117.

Kuhnert F. Über die Lichtbogenwanderung im engen Isolierstoffspalt bei Strömen bis 200 kA.— ETZ-A, 81, 1960, S. 401—404.

Reul D. Ausschalten von Gleichstrom.— Siemens-Z., 38, 1964, S. 534—541.

Ann H. Untersuchungen über die Erzeugung sehr hoher Lichtbogenspannungen unter Flüssigkeiten.— Diss. TH Braunschweig, 1965.

Amft D. Zur Wanderung des Lichtbogens auf Laufschienen und in Isolierstoffkammern — Elektrie 1967, S. 87—90.

Unger G. Verharrungszeit der Fußpunkte von Gleichstromschaltlichtbögen und Abbrand bei verschiedenen Kontaktwerkstoffen.— ETZ-A, 88, 1967, S. 33—39.

К главе двадцать седьмой

Slepian J. Die Löschung eines Wechselstrom-Lichtbogens im Gasstrom.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 51, 1933, S. 180—184.

Browne T. E. Dielectric recovery of a-c-arcs in turbulent gases.— Physics, 5, 1934, p. 103—113.

Kesselring F., Koppelmann F. Das Schaltproblem der Hochspannungstechnik.— Arch. Elektrotechn., 29, 1935, S. 1—33; 30, 1936, S. 71—108; 35, 1941, S. 155—184.

Cassie A. M. Théorie Nouvelle des Arcs de Rupture et de la Regidité des Circuits.— CIGRE-Rep. 102, 1939.

Blandford A. R. Air-blast circuit-breakers.— J. IEE (London), 90, II, 1943, p. 411—452.

Mayr O. Über die Theorie des Lichtbogens und seine Löschung.— ETZ, 64, 1943, S. 645—652.

Keller R. Fundamental properties of the vacuum switch.— AIEE Trans., 65, 1946, p. 597—604.

Browne T. E. A Study of A—C Arc Behaviour Near Current-Zero by Means of Mathematical Models.— AIEE Proc., 67, 1948, p. 141—153.

Hochrainer A. Investigation of the Recovery of Electric Strength in Alternating Current Breakers.— CIGRE-Rep. 112, 1954.

Mayr O. Schaltleistung und wiederkehrende Spannung.— ETZ-A, 75, 1954, S. 447—451.

Nöske H. Untersuchungen an kurzen Wechselstrom-Lichtbögen in Luft—Z. angew. Phys., 10, 1958, S. 327—336, 382—393.

Schmidt E. Ein Beitrag zum dynamischen Lichtbogenverhalten im Stromnulldurchgang von Wechselstromschalter.— VDE Buchreihe, Bd. 3, Berlin: VDE-Verlag, 1958.

Kopplin H. Untersuchung des Löschverhaltens eines 110 kV-Expansionsschalters mit Hilfe einer Nachstrom-Meßapparatur.— Diss., Berlin, 1959.

Kopplin H., Schmidt E. Beitrag zum dynamischen Verhalten des Lichtbogens in ölarmen Hochspannungs-Leistungsschaltern.— ETZ-A, 80, 1959, S. 805—811.

Cassie A. M. The Physical Nature and Properties of Arcs.— El. journ., 162, 1959, p. 991—997.

Kopplin H., Schmidt E. Postarc current. Their measurements and their importance for the interpretation of interruptions.— CIGRE-Rep., 107, 1960.

Frind G. Über das Abklingen von Lichtbögen.— Z. angew. Phys., 12, 1960, S. 231—237, 515—521.

Passequin J., Rieder W. On the Decrease of the Current to Zero and the Residual Current in Circuit-Breakers.— CIGRE-Rep. 105, 1960.

Browne T. E., Leeds M. A New Medium for Circuit Interruption.— CIGRE-Rep. 111, 1960.

Husa V., Cihelka J. Das Messen der elektrischen Festigkeit von Druckluftschaltern.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 79, 1961, S. 281—285.

Kopplin H. Das dynamische Verhalten von Lichtbögen im Wechselstromkreis.— Arch. Elektrotechn., 47, 1962, S. 47—60.

Cihelka J., Husa V. Einfluß der Netzeigenfrequenz der Einschwingspannung auf die Abschaltfähigkeit der Druckluftschalter.— Elektrotechn. u. Masch.-Bau, 80, 1963, S. 33—38.

Yoon K. H., Browne T. E. Time constants of low current arcs under small air flow.— AIEE Trans., 63, 199, 1963, p. 1002—1014.

Reece M. P. The vacuum switch.— IEE Proc., 110, 1963, p. 793—811.

Lee T. H., Greenwood A. N., White D. R. Electrical breakdown of high temperature gases and its implications in post arc phenomena in circuit breakers.— IEEE Trans. Power App. and Syst., 84, 1965, p. 1116—1125.

Rieder W., Urbanek J. New aspects of current-zero research on circuit-breaker reignition.— CIGRE-Rep. 107, 1966.

Müller O. Dielectric Strength Recovery of Discharges Caps with Alternating Current Arcs after Current Zero.— CIGRE-Rep. 114, 1966.

Kurtz D. R., Lee T. H., Porter J. W. Vacuum arcs and vacuum circuit interrupters. CIGRE-Rep. 121, 1966.

Kesselring G. Gesteuerte Synchronschalter.— ETZ-A, 88, 1967, S. 593—598.

Grütz A., Hochrainer A. Rechnerische Untersuchung von Leistungsschaltern mit Hilfe einer verallgemeinerten Lichtbogentheorie.— ETZ-A, 92. 1971, S. 185—191.

К главе двадцать восьмой

Usho T., Ito T. The behavior of air blast circuit breakers around zero, with special reference to the kilometer fault.— Mitsubishi Denki Laboratory Report 2, No. 3, 1961.

Kummerow G. Die Spannungsbeanspruchung von Hochspannungsleistungsschaltern beim Abschalten von Abstandskurzschlüssen.— Siemens-Z., 38, 1964, S. 350—356.

Eidinger A., Mosbeck A. Initial rate of rise of the restriking voltage in three-phase systems.— CIGRE-Rep. 129, 1966.

Ohm H., Nakanishi K. Digital of interrupting characteristics of short line faults.— Electrical Eng. in Jap., 88, 1968, p. 79—88.

Colclaser R. C. Jr., Buettner D. E. The traveling wave approach to transient recovery voltage.— AIEE Trans., 88, 1969, p. 1028—1035.

Pflaum E., Waterschek W. Die Stromverformung durch die Bogenspannung und ihre Bedeutung für das Prüfen von Hochspannungs-Leistungsschaltern.— ETZ-A, 92, 1971. S. 169—173.

Kopplin H., Welly J. D. Einfluβ des Lichtbogens auf das Schaltverhalten und die wiederkehrende Spannung bei Abstandskurzschluβ.— II. Int. Symp. Switching Arc Phen., Lodz, 1973.

К главе двадцать девятой

Geffcken H. Zündspannung und Stabilität der intermittierenden Glimmentladung.— Phys. Z., 1925, S. 241—253.

Curtis A. M. Contact phenomena in telephone switching circuits.— AIEE Trans., 59, 1940, p. 360—368.

Hamilton A.. Sillars R. W. Spark quenching at relay contacts interrupting d. c. circuits.— Proc. IEE (London), 96, I, 1949.

Martin F. E., Stauss H. E. Contact transients in simple electric circuits.— AIEE Trans., 70, I, 1951, p. 304—309.

Van Sickle R. C., Zaborsky J. Capacitor switching phenomena.— AIEE Trans., 70, 1951, p. 151—159.

Baltensperger P. Ein- und Ausschalten von Hochspannungskondensatoren mit Druckluftschaltern.— Brown-Boveri-Mitt., 43, 1956, S. 287—295.

Phillipps V. E., Sofianek J. C., Streater A. L. Contact erosion on a capacitor switch.— AIEE Trans., 78, III, 1959/60, p. 1692—1697.

Hätsch W. Zusammenhang zwischen Netzeigenfrequenz und Kondensatorausgleichsstromfrequenzen.— Energietechn., 10, 1960, S. 193—203.

Wegesin H. Das schalten von kapazitiven Strömen in Mittelspannungsnetzen.— Calor-Emag-Mitt., 1961, S. 23—36.

К главе тридцатой

Leeds W. M., van Sickle R. C. The interruption of charging current at high voltage.— AIEE Trans., 66, 1947, p. 373—382.

Gorliss C. H. Effect of veriation of circuit parameters on the excitation of spectra by capacitors discharges.— Spectr. chim. Acta, 5, 1953, p. 378—387.

Feldkirchner H., Krempl H. Der zeitliche Auf- und Abbau der Lichtemission einzelner Linien im Funken- und Wechselstrombogen und deren Bedeutung für die Spektralanalyse.— Arch. Eisenhüttenwesen, 27, 1956, S. 621—627.

Dokopoulos P., Friedrich F. J. Hochstromschalter für schnelle Kondensatorbatterien.— ETZ-A, 92, 1971, S. 317—324.

К главе тридцать первой

Weizel W., Rompe R., Schulz P. Zur Theorie der nicht stationären Entladung, I. Die Modulation des Hochdruckbogens durch einen dem Gleichstrom überlagerten Wechselstrom.— Z. f. Phys., 117, 1941, S. 545—564.

Berger K., Pichard R. Die Berechnung der beim Abschalten leerlaufender Transformatoren, insbesondere mit Schnellschaltern, entstehenden Überspannungen.— Bull. SEV, 20, 1944, S. 560—570.

Rompe R., Weizel W. Stabilitätsbedingungen und Schwingungsanregungen bei Lichtbögen.— Ann. d. Phys., 6, Folge 1, 1947, S. 350—356.

Young A. F. B. Some researches on current chopping in high voltage circuit-breakers.— Proc. IEE (London), 100, II, 1953, p. 337—361.

Mayr O. Über die Stabilitätsgrenze des Schaltlichtbogens.— Report of the international symposium on electrical discharges in gases, Delft, 1955.

Baltensperger P., Schmidt P. Lichtbogenstrom und Überspannungen beim Abschalten kleiner induktiver Ströme in Hochspannungsnetzen.— Bull. SEV, 46, 1955, S. 1—13.

Slamecka E. Das Schalten kleiner Ströme.— AEG-Mitt., 47, H. 7/8, 1957, S. 247—264.

Nöske H. Zum Stabilitätsproblem beim Abschalten kleiner induktiver Ströme mit Hochspannungsschaltern.— Arch. Elektrotechn., 43, 1957, S. 114—133.

Pfeifer H. Die Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen in Serien- und Parallel-Schwingungskreisen.— Z. angew. Phys., 5, 1959, S. 508—509.

Frie W. Über den Wechselstromwiderstand eines elektrischen Bogens.— Z. angew. Phys., 13, 1961, S. 99—102.

Rizk F. A. M. Interruption of small inductiv currents with airblast circuit-breakers.— Diss., Göteborg, 1963.

Heuvel W. M. C. van den. Interruption of small inductive currents in a-c-arcs.— Diss., Eindhoven, 1966.

ВЕЛИЧИНЫ, ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ, СИМВОЛЫ ФОРМУЛ, ИНДЕКСЫ И ПРОЧИЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

В табл. 1 обобщены символы наиболее часто употребляемые для обозначения встречающихся в книге физических величин. При этом были учтены также символы для таких часто применяемых величин, которые представляются в виде произведения базисных величин или же их отношения, числитель которого имеет иную размерность, чем знаменатель. Символы в формулах выражаются прописными и строчными буквами латинского и греческого алфавита. В табл. 1 каждому символу дается его пояснение.

В двух других колонках табл. 1 приведены единицы физической величины в системе СИ с их наименованиями и обозначениями.

Семь базисных единиц измерения — метр (м), килограмм (кг), секунда (с), ампер (А), кельвин (К), грамм-молекула (моль), кандела (кд), относящиеся к таким соответствующим им основным величинам, как длина, масса, время, сила электрического тока, термодинамическая температура, количество вещества и сила света, образуют вместе с когерентными единицами, выведенными из основных единиц таким образом, что они не имеют дополнительных, отличающихся от единицы числовых множителей (коэффициентов), Международную систему единиц измерения (Systême International d' Unites, сокращенно SI или СИ).

В двух последних колонках табл. 1 фигурируют только пять обычных для электротехники основных единиц: метр (м), килограмм (кг), секунда (с), ампер (А), кельвин (К), а также выведенные из них в виде произведений или отношений единицы, часть которых имеет особые наименования и обозначения. Подробные пояснения к ним, а также численные соотношения между отдельными единицами (уравнения единиц) приведены особо в нормали ДИН 1301 «Единицы измерения, их наименования и обозначения».

Таблица 1

Символы для обозначения физических величин и соответствующие единицы в системе СИ

Символ	Физическая величина	Единица СИ	
		Наименование	Обозначение
A	Расстояние, дистанция, длина Работа, энергия Площадь, поперечное сечение Линейная токовая нагрузка Векторный потенциал тока	метр джоуль квадратный метр ампер на метр ампер	м Дж $м^2$ А/м А
a	Расстояние, дистанция Ускорение	метр метр на секунду в квадрате	м $м/с^2$
B	Плотность магнитного потока (индукция)	тесла	Тл
b	Ускорение Ширина	метр на секунду в квадрате метр	$м/с^2$ м
C	Электрическая емкость	фарад	Ф
c c_V	Удельная теплоемкость Отнесенная к объему теплоемкость	джоуль на килограмм-кельвин джоуль на кельвин и кубический метр	Дж/(кг·К) $Дж/(К \cdot м^3)$
D	Вращающий момент, момент Диаметр Диаметр инерции	ньютон-метр метр метр	Н·м м м
d	Расстояние, дистанция Диаметр	метр	м
E	Модуль упругости Напряженность электрического поля Электродвижущая сила Напряжение на зажимах Напряжение источника питания	паскаль вольт на метр вольт	Па В/м В
e *F* *f*	Мгновенное значение зависимого от времени напряжения на зажимах Сила, реакция опоры Частота	вольт ньютон герц	В Н Гц

Символ	Физическая величина	Единица СИ	
		Наименование	Обозначение
G	Электрическая проводимость, активная проводимость (ваттная проводимость)	сименс	См
G	Сила тяжести, сила земного притяжения, сила веса	ньютон	Н
GD^2	Маховой момент	ньютон-квадратный метр	$Н \cdot м^2$
g	Ускорение свободного падения, ускорение силы тяжести	метр на секунду в квадрате	$м/с^2$
g_n	Нормальное ускорение свободного падения ($g_n \approx 9{,}807$ $м/с^2$)	метр на секунду в квадрате	$м/с^2$
H	Температура нагревания	градус Цельсия	°C
	Напряженность магнитного поля	ампер на метр	А/м
h	Высота	метр	м
	Удельная энтальпия	джоуль на килограмм	Дж/кг
	Отнесенная к объему теплота плавления	джоуль на кубический метр	$Дж/м^3$
i	Мгновенное значение зависящего от времени электрического тока	ампер	А
I	Эффективное (действующее) значение периодического, зависящего от времени электрического тока	ампер	А
I	Постоянный электрический ток	ампер	А
$\hat{i}$, $\hat{I}$	Амплитудное значение синусоидально зависящего от времени электрического тока	ампер	А
J	Момент площади сечения второй степени	метр в четвертой степени	$м^4$
K	Емкость связи	фарад	Ф
k	Расстояние, высота	метр	м
k^{-1}	Постоянная распространения	метр	м
L	Индуктивность, самоиндуктивность	генри	Гн
L	Длина	метр	м
l	Длина	метр	м
M	Вращающий момент, крутящий момент, момент	ньютон-метр	$Н \cdot м$
	Взаимная индуктивность, индуктивность связи	генри	Гн

Символ	Физическая величина	Единица СИ	
		Наименование	Обозначение
M	Повышение температуры во времени	кельвин в секунду	К/с
m n	Масса Частота вращения	килограмм обратная секунда	кг 1/с
P	Мощность, активная мощность Давление	ватт паскаль	Вт Па
Q	Реактивная мощность Электрический заряд Количество тепла, энтальпия	ватт кулон джоуль	Вт Кл Дж
q	Поперечное сечение проводника	квадратный метр	$м^2$
R	Электрическое сопротивление Магнитное сопротивление Активное сопротивление	ом обратный генри ом	Ом 1/Гн Ом
r	Электрическое сопротивление Радиус, расстояние	ом метр	Ом м
S	Крутизна напряжения	вольт на метр	В/м
s	Коэффициент жесткости Ширина шага Перепад тока Длина пути	ньютон на метр метр ампер на метр метр	Н/м м А/м м
T t u U $\hat{u}$, $\hat{U}$	Постоянная времени Время, интервал времени Мгновенное значение зависящего от времени электрического напряжения Эффективное (действующее) значение зависящего от времени электрического напряжения Амплитудное значение синусоидально зависящего от времени электрического напряжения	секунда секунда вольт вольт вольт	с с В В В
V, v v	Объем Скорость, скорость распространения	кубический метр метр в секунду	$м^3$ м/с
W	Энергия, работа Момент сопротивления	джоуль кубический метр	Дж $м^3$
X	Реактивное сопротивление	ом	Ом

Символ	Физическая величина	Единица СИ	
		Наименование	Обозначение
Y	Кажущаяся (полная) проводимость	сименс	См
Z	Кажущееся (полное) сопротивление Тяговое усилие, передаваемое канатом (тросом) Волновое сопротивление Расстояние, дистанция	ом ньютон ом метр	Ом Н Ом м
α	Коэффициент затухания Коэффициент демпфирования или затухания Плоский угол Фазовый угол, угол сдвига фаз Температурный коэффициент электрического сопротивления	обратная секунда обратный метр радиан радиан обратный кельвин	1/с 1/м рад * рад * 1/К
β	Плоский угол Температурный коэффициент электрического сопротивления Фазовый угол, угол сдвига фаз	радиан обратный кельвин радиан	рад * 1/К рад *
γ	Коэффициент затухания Собственная частота Электрическая проводимость электропроводность	обратная секунда Герц сименс на метр	1/с Гц См/м
Δ	Ускоряющий вращающий момент Расстояние, длина	ньютон-метр метр	Н·м м
δ	Расстояние, длина Воздушный зазор Фазовый угол, угол сдвига фаз	метр метр радиан	м м рад *
ε ε_0 ζ Θ	Диэлектрическая проницаемость Электрическая постоянная поля, абсолютная диэлектрическая проницаемость ($\varepsilon_0 \approx \approx 0{,}8854 \cdot 10^{-11}$ Ф/м) Коэффициент теплоотдачи Момент инерции массы (момент инерции второй степени)	фарад на метр фарад на метр ватт на кельвин и квадратный метр килограмм-квадратный метр	Ф/м Ф/м Вт/(К·м²) кг·м²

* См. сноску к табл. 2.

Символ	Физическая величина	Единица СИ	
		Наименование	Обозначение
ϑ	Температура по Цельсию Угол качания Фазовый угол, угол сдвига фаз Угол нагрузки машины Перегрев	градус Цельсия радиан радиан радиан градус Цельсия	°С ** рад ** рад ** рад ** °С **
Λ	Длина волны	метр	м
λ	Круговая частота, собственная круговая частота Длина	обратная секунда метр	1/с м
μ μ_0 ν	Магнитная проницаемость Магнитная постоянная поля, абсолютная магнитная проницаемость ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м) Круговая частота, собственная круговая частота	генри на метр генри на метр обратная секунда	Гн/м Гн/м 1/с
ρ	Коэффициент затухания Плотность Радиус кривизны Удельное электрическое сопротивление	обратная секунда килограмм на кубический метр метр ом-метр	1/с кг/м³ м Ом·м
σ	Изгибающее напряжение, напряжение изгиба, механическая нагрузка Круговая частота биений Плотность электрического тока	паскаль обратная секунда ампер на квадратный метр	Па 1/с А/м²
τ	Время движения, время выбега Постоянная времени Интервал времени	секунда секунда секунда	с с с
Φ	Магнитный поток Тепловой поток	вебер ватт	Вб Вт
φ	Электрический потенциал Фазовый угол, угол сдвига фаз	вольт радиан	В рад *
χ ψ Ω	Фазовый угол, угол сдвига фаз Фазовый угол, угол сдвига фаз Круговая частота	радиан радиан обратная секунда	рад * рад * 1/с
ω	Круговая частота Угловая скорость	обратная секунда радиан на секунду	1/с рад/с *

* См. сноску к табл. 2.

** Относительно единиц (наименований и обозначений) температур и их разностей см. текст приложения под табл. 2.

Таблица 2

Единицы физических величин в системе СИ с особыми наименованиями и обозначениями, соотношения для их перевода в основные единицы системы СИ

Величина	Единица СИ		Соотношение
	Наименование	Обозначение	
Плоский угол	радиан	рад *	1 рад = 1 м/м
Частота	герц	Гц	1 Гц = 1/с
Сила	ньютон	Н	1 Н = 1 кг·м/с^2
Давление	паскаль	Па	1 Па = 1 Н/м^2 = = 1 кг/(с^2·м)
Энергия, работа	джоуль	Дж	1 Дж = 1 Вт·с = = 1 кг·м^2/с^2
Мощность	ватт	Вт	1 Вт = 1 В·А = = 1 кг·м^2/с^3
Электрическое напряжение	вольт	В	1 В = 1 Вт/А = = 1 кг·м^2/(А·с^2)
Электрическая проводимость	сименс	См	1 См = 1 А/В = = 1 А^2·с^3/(кг·м^2)
Электрическое сопротивление	ом	Ом	1 Ом = 1/См = = 1 кг·м^2/(А^2·с^3)
Электрический заряд	кулон	Кл	1 Кл = 1 А·с
Электрическая емкость	фарад	Ф	1 Ф = 1 К/В = = 1 А^2·с^4/(кг·м^2)
Магнитный поток	вебер	Вб	1 Вб = 1 В·с = = 1 кг·м^2/(А·с^2)
Плотность магнитного потока	тесла	Тл	1 Тл = 1 Вб/м^2 = = 1 кг/(А·с^2)
Индуктивность	генри	Гн	1 Гн = 1 Вб/А = = 1 кг·м^2/(А^2·с^2)

* Единица радиан в системе СИ может быть заменена числом 1.

В табл. 2 приведены применяемые в электротехнике единицы физических величин в системе СИ, имеющие особые наименования и обозначения, а также их соотношения с основными единицами измерения системы СИ.

Относительно температур в нормали ДИН 1301 сказано следующее:

В физических уравнениях должна применяться термодинамическая температура с единицей по системе СИ «кельвин» (обозначение этой единицы К).

Температура по Цельсию ϑ представляет собой разность произвольной термодинамической температуры T и температуры $T_0 = 273{,}15$ К, т. е.

$$\vartheta = T - T_0 = T - 273{,}15 \text{ К}.$$

Таблица 3

Приставки и их обозначения

Степень десяти	Приставка	Обозначение	Степень десяти	Приставка	Обозначение
10^{12}	тера	Т	10^{-2}	санти	с
10^{9}	гига	Г	10^{-3}	милли	м
10^{6}	мега	М	10^{-6}	микро	мк
10^{3}	кило	к	10^{-9}	нано	н
10^{2}	гекто	г	10^{-12}	пико	п
10	дека	да	10^{-15}	фемто	ф
10^{-1}	деци	д	10^{-18}	атто	а

Таблица 4

Обозначения относительных величин и коэффициентов *

Символ	Физическая величина
a	Относительная (приведенная) линейная токовая нагрузка
b	Относительная (приведенная) плотность магнитного потока
e	Относительное напряжение ротора
g	Относительная активная проводимость
i	Относительная (приведенная) сила электрического тока
k	Порядковое число
k	Коэффициент пропорциональности
k_0	Отношение короткого замыкания при холостом ходе
m	Фактор, множитель, коэффициент
m	Порядковое число
m	Относительный момент
n	Фактор, множитель, коэффициент
n	Порядковое число
n_r	Относительная частота вращения, отношение частот вращения
p	Порядковое число
p	Число пар полюсов электрических машин
p	Относительная (приведенная) мощность
s	Скольжение
u	Относительное (приведенное) напряжение
$\ddot{u}$	Коэффициент трансформации
v	Частотный коэффициент электродинамических сил тока
w	Число витков
x	Относительное реактивное сопротивление
y	Относительная полная проводимость
z	Количество, число
α	Степень демпфирования
α	Коэффициент опоры
β	Коэффициент проводника
β	Коэффициент фазы, фазовая постоянная
γ	Коэффициент насыщения
γ	Коэффициент колебаний

* В указанных здесь относительных величинах числители и знаменатели имеют одинаковые единицы в системе СИ. Отношение двух одинаковых единиц измерения СИ дает единицу. Это относится также и к приведенным здесь коэффициентам и постоянным.

Символ	Физическая величина
γ	Амплитудный коэффициент, коэффициент перерегулирования
δ	Статизм регулятора
ε	Относительное напряжение
ε_r	Диэлектрическая постоянная, относительная диэлектрическая проницаемость
$\varkappa$	Апериодическая постоянная, импульсное отношение
$\varkappa$	Отношение магнитных потоков в воздухе и в стали
μ	Порядковое число
μ_r	Коэффициент магнитной проницаемости, относительная магнитная проницаемость
ν	Порядковое число
σ	Относительное отклонение частоты вращения
σ	Полный коэффициент рассеяния
φ	Относительный магнитный поток

Таблица 5

Прочие индексы и обозначения

Индекс	Значение
a	Пуск
B	Дуга (электрическая дуга)
b	Рабочий режим
b	Реактивная составляющая
C	Емкость
D	Демпферная обмотка
D	Дроссельная катушка, реактор
d	Продольная (прямая) ось
E	Точка заземления
e	собственный (-ая), (-ое)
e	электрический (-ая), (-ое)
e	Заземление, замыкание на землю
f	Обмотка возбуждения, поле возбуждения
G	Генератор
h	Главное поле
k	Опрокидывающий (-ая), (-ое)
k	Короткое замыкание
L	Индуктивность
L	Провод
l	отнесенный (-ая), (-ое) к длине
m	магнитный (-ая), (-ое)
N	Номинальный режим (номинальное состояние)
N	Сеть
n	Нормальное состояние
q	Поперечная ось
R	Сопротивление
r	относительный (-ая), (-ое)
s	Сборная шина

Продолжение табл. 5

Индекс	Значение
s	Ударный ток короткого замыкания
s	Поле рассеяния
т	Трансформатор
W	Активная составляющая
0	Холостой ход
1	первичный (-ая), (-ое)
2	вторичный (-ая), (-ое)
ABC	Составляющие фазы системы трехфазного тока
120	Симметричные составляющие несимметричной системы трехфазного тока (по К. Л. Фортескью)
$\alpha\beta 0$	Диагональные составляющие несимметричной системы трехфазного тока (по Э. Кларку)
$dq0$	Составляющие по осям машины трехфазного тока (по Р. Х. Парку)
⅄	Звезда, схема соединения в звезду
Δ	Треугольник, схема соединения в треугольник

При указании температуры по Цельсию следует применять наименование единицы «градус Цельсия» и обозначать ее °C.

В системе СИ единицей разности или интервала температур является кельвин.

По сути вещей часто бывает целесообразным применять десятичные кратные единицы системы СИ. Применяемые при этом в соответствии с нормалью ДИН 1301 приставки и их обозначения указаны в табл. 3.

В табл. 4 приведены наиболее часто употребляемые в формулах символы для относительных величин, в которых числитель и знаменатель имеют одинаковую размерность, а также наиболее часто встречающиеся коэффициенты.

Табл. 5 содержит ряд важных индексов и прочих обозначений, применяемых, например, для большего различия между разными величинами, обозначаемыми одинаковыми символами.

ОГЛАВЛЕНИЕ